THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Guy BIZARD

Attaché de Recherches au C.N.R.S.

Laboratoire de Physique Corpusculaire de CAEN

PREMIÈRE THÈSE

Sections efficaces totales et interactions pion-nucléon entre 300 et 700 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 juillet 1965 devant la Commission d'examen

JURY

Président M. M. SCHERER

Examinateurs MM. A. BERTHELOT Professeur à la Faculté des Sciences de Paris
C. MABBOUX-STROMBERG
G. VALLADAS

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Guy BIZARD

Attaché de Recherches au C.N.R.S.

Laboratoire de Physique Corpusculaire de CAEN

PREMIÈRE THÈSE

Sections efficaces totales et interactions pion-nucléon entre 300 et 700 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 juillet 1965 devant la Commission d'examen

JURY

Président — M. M. SCHERER

Examinateurs — MM. A. BERTHELOT Professeur à la Faculté des Sciences de Paris
C. MABBOUX-STROMBERG
G. VALLADAS

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Doyen : M. LOZAC'H

Assesseur : M. GIACOMO

Personnel enseignant :

Professeurs :

MM.	LOZAC'H	Chimie
	DANGEARD	Géologie
	SCHERER	Physique générale
	APERY	Mathématiques pures
	JACQUET	Microbiologie
Mme	WALTER-LEVY	Chimie
MM.	PITOT	Botanique
	CAMPBELL	Mécanique rationnelle
	VIALLE	Chimie
	COJAN	Physique
	PALLU DE LA BARRIERE	Mathématiques
	PHAM	Mathématiques
	GIACOMO	Physique
	MONIER	Minéralogie
	CONIA	Chimie
	PAREYN	Géologie
Mme	GAYRAL	Botanique
MM.	ROMANET	Chimie Générale
	BINET	Botanique
	THUREAU	Physique
	NATAF	Mathématiques
	PINAZZI	Chimie
	RYBAK	Physiologie animale
	LUBET	Zoologie

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

Professeurs sans chaire :

	DOGUET	Biologie végétale
	MABBOUX-STROMBERG	Physique
	BERNARD Maurice	Chimie
	BARRAT	Physique
	LEGROS	Physique
	GAULT	Chimie
Mlle	DEMEUSY	Biologie
Mme	BLANCHETON	Mathématiques
MM.	DESCHANVRES	Chimie
	THUILLIER	Chimie

Maîtres de Conférences :

	MOLLIER	Chimie
	KAUFFMANN	Microbiologie du sol
	CACHON	Zoologie
	SIGNORET	Zoologie
	MERCOUROFF	Physique
	PONS	Physique
	FORTINI	Electronique
	HERVE	Mécanique appliquée
	LEHMANN	Physique
	BERNARD Jean	Mathématiques
	BOULET	Psychophysiologie
	GHOUILA-HOURI	Mathématiques M.P.C.
Mme	GRANDET	Mathématiques M.P.C.

Secrétaire principal des Facultés :

M. CAUCAL

Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance à Monsieur le Professeur M. SCHERER, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de l'Université de CAEN, qui m'a constamment encouragé dans mes recherches.

Je remercie aussi Monsieur le Professeur A. BERTHELOT pour l'hospitalité qui m'a été accordée au centre de SACLAY où ce travail a été effectué.

A Monsieur G. VALLADAS qui m'a tout au long de ce travail éclairé de ses conseils et fait bénéficier de son expérience, j'exprime ma vive gratitude.

Cette expérience a été effectuée avec la collaboration de Messieurs J. DUCHON, J.M. FONTAINE, J.P. PATRY, J. SEGUINOT et J. YONNET du Laboratoire de Physique Corpusculaire de l'Université de CAEN, P. BAREYRE, C. BRICMAN et G. VILLET du L.P.C.H.E. de SACLAY que je remercie de leur concours.

Je remercie Messieurs AUTONES, BISSONNET, POINSIGNON et THIBAUT pour leur aide technique efficace, J. FRONTEAU, du C.E.R.N., grâce à qui le calcul de la contamination a pu être effectué, A. STIRLING du L.P.C.H.E. et MOREL du Service de Physique Mathématique pour des discussions fructueuses, Madame O. LEBEY et Mesdemoiselles J. DURAND et A. MONTREUIL qui se sont occupées de la frappe et de la présentation de cette thèse.

Je remercie enfin le Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a accordé une allocation de recherches.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 7

I - RAPPEL DE LA SITUATION EXPERIMENTALE AU MOMENT DE L'EXPERIENCE .. 9

II - MESURE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE 11

1 - Dispositif expérimental 11

a) faisceau 11
b) géométrie et compteurs 11
c) dispositif électronique 13

2 - Méthode expérimentale 13

3 - Mesure de la contamination 15

a) caractéristiques du détecteur Cerenkov 15
b) résultat des mesures 17
c) calcul des muons émis après l'aimant 20

4 - Calcul complet de la contamination en muons à 300 MeV 22

5 - Corrections géométriques 24

6 - Comparaison des résultats aux mesures antérieures 27

III - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 31

1 - Analyse des sections efficaces 31

2 - Les expériences de production 34

3 - Les analyses en déphasage 35

a) Le problème de l'analyse en déphasage 35
b) la situation à basse énergie 36
c) analyse qualitative des résultats expérimentaux entre 300 et 700 MeV 37
d) discussion des analyses en déphasage 41

4 - Les réactions inélastiques 47

CONCLUSION 49

ANNEXES :

A : Rappel du formalisme de la diffusion pion-nucléon 50

B : Contrôle de la contamination 53

C : Emission d'électrons delta par les pions 54

D : Contamination en μ pour un faisceau filiforme 56

E : Résonance dans un système multicanaux 58

REFERENCES 61

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41542711_0028

INTRODUCTION

Durant ces dernières années, les interactions pion-nucléon ont fait l'objet de nombreux travaux. Sur le plan expérimental, les résultats ont été accumulés et un des faits essentiels qui s'en dégage est l'existence de "résonances" que l'on peut assimiler à des particules instables et qui apparaissent également dans des expériences de production comme la diffusion proton-proton inélastique. Certaines de ces résonances sont maintenant bien connues, leurs nombres quantiques établis et leurs voies de désintégration déterminées, pour d'autres, on est encore dans le domaine des conjectures.

Il n'existe pas pour le moment de théorie générale capable de prédire l'existence de ces nouvelles particules : la théorie quantique des champs qui donne d'excellents résultats dans le domaine des interactions électromagnétiques s'est ici révélée inadéquate, car la constante de couplage des intéractions fortes est trop grande pour que l'on puisse négliger les graphes d'ordre élevé. Toutefois les techniques des relations de dispersion ouvrent la voie à une nouvelle approche du problème : l'idée est de déterminer directement la matrice S de diffusion en postulant des axiomes généraux tels que l'invariance relativiste, la causalité, l'unitarité [1]. Les singularités les plus élémentaires (pôles) de la matrice S sont reliées directement aux particules physiques et aux constantes de couplage, les singularités plus complexes (coupures) peuvent dans certains cas être rattachées à des phénomènes mesurables. Moyennant certaines conditions asymptotiques, la connaissance de la position et de l'intensité des singularités de la matrice S permet alors théoriquement de déterminer entièrement la matrice de diffusion. Ce programme a déjà été appliqué dans le domaine de la résonance P_{33} à 200 MeV, puis récemment étendu à des énergies plus élevées [2], [3], [4]. Ces prédictions sont établies en termes d'amplitudes de diffusion pour les différentes ondes partielles et la comparaison avec l'expérience doit donc se faire par l'intermédiaire de l'analyse en déphasage.

La classification des particules et des états résonnants dans un schéma cohérent ne semble pas encore sur le point d'aboutir. Cependant, ces dernières années, diverses tentatives comme la théorie des pôles de Regge et la théorie SU_3 ont déjà permis certains succès dans cette direction et montré la nécessité d'un effort expérimental pour déterminer les nombres quantiques des états résonnants.

Nous nous limiterons dans ce travail à l'analyse des résultats expérimentaux pour des énergies cinétiques du pion incident inférieures à 700 MeV. Au-delà de cette limite, les résultats de l'analyse en déphasages sont encore très hasardeux.

Nous avons complété les résultats expérimentaux par deux mesures :

1/ mesure précise de la distribution angulaire du proton de recul dans les diffusions élastiques $\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p$ et $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p$ à 410 et 490 MeV [5], [6], [7], [8] ;

2/ mesure à des énergies rapprochées des sections efficaces totales $\pi^- p$ et $\pi^+ p$ entre 300 et 700 MeV, les mesures existantes étant très divergentes.

Le premier chapitre rappelera l'évolution des programmes expérimentaux. Le second chapitre décrira la mesure de la section efficace totale. Le chapitre III sera consacré à l'analyse des résultats expérimentaux.

CHAPITRE I

RAPPEL DES PROGRAMMES EXPÉRIMENTAUX

Les premières expériences sur la diffusion pion-nucléon ont été les mesures de sections efficaces totales $\pi^- p$ et $\pi^+ p$ à basse énergie qui ont permis à Fermi de mettre en évidence la résonance à 200 MeV dans l'état de spin isobarique T = 3/2. La détermination de la section efficace différentielle était nécessaire pour préciser les nombres quantiques de la résonance. Toutefois, l'analyse en déphasages entreprise à basse énergie aboutissait à l'ambiguité de Fermi-Yang. Cette ambiguité aurait pu être levée par des mesures de polarisation du proton de recul, mais en l'absence d'une technique rendant possible cette expérience, on a fait appel aux relations de dispersion pour montrer que la solution de Fermi était la bonne. En même temps, la mesure de la section efficace de l'échange de charge $\pi^- p \longrightarrow \pi^0 n$ vérifiait la validité du principe de l'indépendance de charge.

La prolongation de la connaissance des sections efficaces totales vers les plus hautes énergies [9], [10] établissait peu après l'existence d'autres maxima. En vue de déterminer les spins de ces nouvelles "résonances", le laboratoire de Berkeley entreprit la mesure des sections efficaces différentielles dans la région de 550 à 1 200 MeV. Mais, en l'absence d'arguments théoriques, ces mesures ne permettaient pas une analyse suffisamment détaillée de la diffusion élastique et la détermination de la parité des états résonnants (ambiguité de Minami). Des mesures de polarisations apparaissaient donc nécessaires pour préciser les effets du couplage spin-orbite. Elles furent rendues possibles par l'apparition de la technique des chambres à étincelles. On pouvait espérer aussi prolonger, par des informations plus complètes, les analyses en déphasages vers les plus hautes énergies. C'est ainsi que les sections efficaces différentielles de Berkeley furent complétées par des mesures de polarisation à 523, 580 et 700 MeV [11].

Toutefois, ce programme laissait subsister une lacune entre le domaine de la première résonance (200 MeV) déjà bien exploré et la montée de la résonance à 600 MeV.

Il était indispensable de combler cette lacune et de relier en particulier le programme de Berkeley aux mesures effectuées à 310 MeV auprès du synchrocyclotron de ce laboratoire [12], [13].

L'exploration de l'intervalle d'énergie 300 – 600 MeV a été entreprise à Saclay auprès du synchrotron Saturne.

Pour disposer d'un faisceau complet d'informations, il était nécessaire :

1/ de mesurer les sections efficaces différentielles des diffusions élastiques et de l'échange de charge,

2/ de faire les mesures de polarisation du nucléon issu des collisions élastiques.

La détermination des sections efficaces différentielles élastiques a été faite en 1963 par une collaboration Berkeley-Saclay.

Dès 1962, nous avons participé à la mesure de la polarisation du proton de recul de $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p$ et $\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p$ à 410 et 490 MeV (Collaboration Saclay-Université de Caen).

La technique utilisée était semblable à celle utilisée par Eandi et al, lors de ses mesures à plus haute énergie [11] mais la précision espérée était considérablement supérieure. Les résultats de nos mesures ont été récemment publiés [5], [6] et les détails de l'expérience seront exposés ailleurs [7], [8]. Nous nous contenterons ici d'un bref rappel dans le chapitre III.

En 1962 - 63, Cocconi et al [14] observaient un maximum prononcé à la masse de 1 400 MeV dans une expérience de masse manquante dans la diffusion proton-proton inélastique. La discussion

de la présence possible d'un maximum à la même énergie totale dans la diffusion pion-nucléon ne pouvait être menée à bien à cause de l'imprécision et des divergences des mesures existantes [9], [10]. Nous avons donc été conduits à remesurer les sections efficaces totales en faisant des mesures à statistique élevée, à des énergies rapprochées, pour explorer le domaine 300 - 600 MeV. Le détail de ces mesures et leur résultat seront exposés dans le chapitre II.

Malgré l'absence de mesures différentielles sur l'échange de charge à 410 et 490 MeV, l'apport de nos mesures (polarisation et sections efficaces totales) a permis une analyse complète de la diffusion pion-nucléon à ces deux énergies.

CHAPITRE II

MESURE DES SECTIONS EFFICACES TOTALES ENTRE 300 et 700 MeV

Les sections efficaces totales π^+p et π^-p ont été mesurées par la méthode d'atténuation d'un faisceau de pions dans une cible d'hydrogène liquide.

Le dispositif expérimental est décrit dans le premier paragraphe, la méthode de mesure dans le second.

Dans le troisième paragraphe, nous exposons les mesures de la contamination en électrons et en muons du faisceau.

Dans le paragraphe 4, nous donnons les détails du calcul complet de la contamination en muons à 300 MeV et une limite supérieure du taux de muons de basse énergie, non détectés par le Cerenkov.

Le paragraphe 5 est consacré au calcul de la correction géométrique nécessitée par le diamètre fini du compteur final.

Enfin, dans le paragraphe 6, nous comparons nos mesures aux résultats d'expériences antérieures.

1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

a) Faisceau (figure 1 a).

L'expérience a été faite dans un faisceau secondaire du synchrotron "Saturne". Les pions sont issus d'une cible d'oxyde de beryllium de forme trapézoïdale, de longueur 10 cm, d'épaisseur 1 cm et de largeur 1,5 cm (figure 1 b).

Les relations entre l'impulsion obtenue et les intensités des courants d'alimentation de l'aimant d'analyse et des quadrupôles pour une focalisation sur la cible d'hydrogène ont été déterminées par la méthode du fil. Ces relations ont été contrôlées par des mesures de ralentissement effectuées à l'aide d'une chambre à étincelles à plaques de carbone. L'erreur sur l'impulsion centrale du faisceau est de l'ordre de 0,7 %.

La diffusion multiple a été réduite par l'emploi de tubes à vide entre l'accélérateur et l'aimant et entre la sortie de l'aimant et le premier détecteur du télescope incident, et d'un boudin d'hélium dans la traversée de l'aimant.

Les dimensions approximatives de l'image sont 8 cm dans le sens horizontal, 4 cm dans le sens vertical. La résolution en impulsion mesurée pour un compteur de la dimension de l'image est de 2 %.

b) Géométrie et compteurs (figure 2).

Les compteurs sont constitués par des scintillateurs plastiques associés à des photomultiplicateurs 56 A.V.P. (tableau 1). Nous avons fixé le diamètre du compteur final à 12 cm pour rendre la diffusion coulombienne négligeable. La correction de diffusion vers l'avant que ce choix entraîne est calculée dans le paragraphe 4.

La cible d'hydrogène est une cible à vide, à parois de mylar. Pour la mesure de la contamination en muons et électrons du faisceau, un compteur Cerenkov à gaz a été placé entre C_2 et C'_2 à la fin de l'expérience.

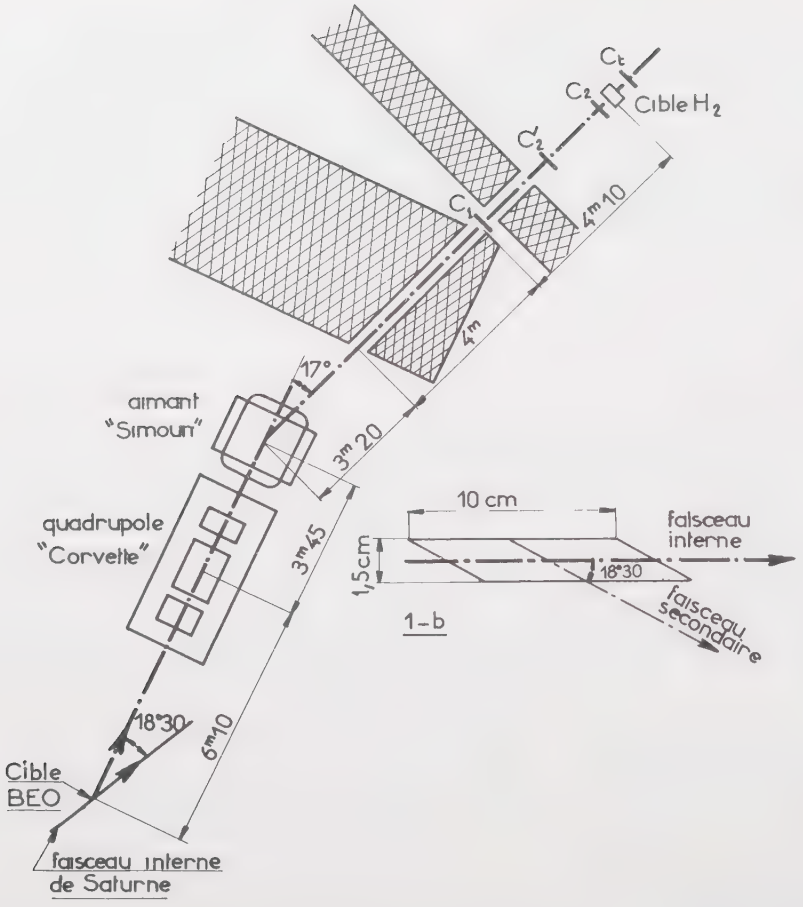


Figure 1 - Implantation du faisceau.

Figure 2 - Disposition des compteurs.

Tableau 1

Dimensions des compteurs

compteurs	C_1	C'_2	C_2	C_t	Cible H_2
forme	rond	rectangle	rond	rond	cylindrique
dimensions	∅ 5 cm	4 × 9 cm	∅ 3 cm	∅ 12 cm	∅ 10 cm
épaisseur	6 mm	1,5 mm	1,5 mm	8 mm	354 mm

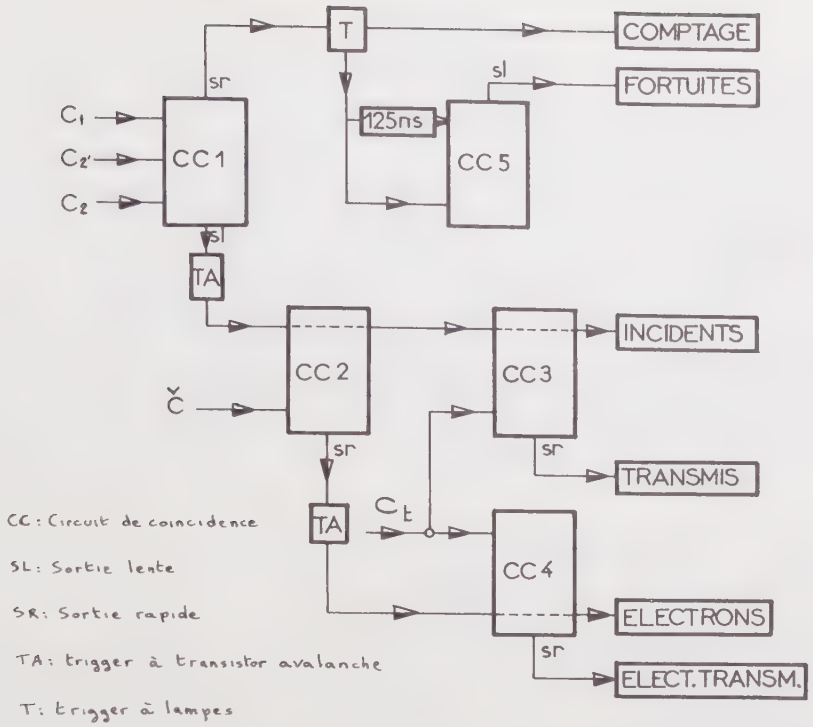


Figure 3 - Diagramme de l'électronique.

c) Dispositif électronique (figure 3).

Les pions transmis sont comptés par une coïncidence entre l'impulsion venant de C_t et l'impulsion issue de la coïncidence entre les trois compteurs détectant les pions incidents : C_1, C_2 et C_2'. Cette dernière est mise en forme (par un transistor à avalanche) afin que les pions incidents aient la même chance d'être détectés par l'échelle destinée à leur dénombrement et par le circuit de coïncidence des pions transmis.

Pour un contrôle permanent de l'intensité instantanée du faisceau, l'impulsion des pions incidents est mise en coïncidence "avec elle-même" après avoir été retardée d'un temps correspondant à la structure haute fréquence du faisceau interne de Saturne (125 nanosecondes).

Les sélecteurs de coïncidence sont des circuits à lampes, dont le temps de résolution est ajusté à 6 nanosecondes environ. Les triggers et les échelles de comptages ont un temps mort d'environ 0,1 microseconde.

2 - METHODE EXPERIMENTALE

Les mesures ont été effectuées au cours de cinq périodes résumées par le tableau 2. Ce dernier montre entre autre les temps d'irradiation par cycle ("dent de scie") au cours de ces cinq périodes de mesure.

A chaque énergie, on effectue plusieurs mesures des nombres de pions incidents et transmis, la cible étant d'abord vide, puis remplie d'hydrogène liquide, puis évacuée de nouveau. Les mesures correspondent à un nombre total de pions incidents de 6.10^5 en cible pleine et 4.10^5 en cible vide.

On calcule les taux respectifs de pions non transmis

$$\alpha_p(\alpha_v) = \frac{\text{Nombre de } \pi \text{ incidents - Nombre de } \pi \text{ transmis}}{\text{Nombre de } \pi \text{ incidents}}$$

(cible pleine α_p et cible vide α_v).

La différence $\alpha_{p-v} = \alpha_p - \alpha_v$ constitue en principe le taux de diffusion dans l'hydrogène.

Tableau 2

Les périodes expérimentales

Date	Juillet	Septembre		Octobre	
Durée d'irradiation (ms)	450 à 780	450 à 780	400 à 840	630 à 730	630 à 730
Polarité	-	-	-	-	+
Intensité π/Cycle	1500-2000	800-1400	800-1400	500-1500	600-1000
Energies MeV	350 à 610	500, 530 590, 650	310 à 680	340 à 500	310 à 550

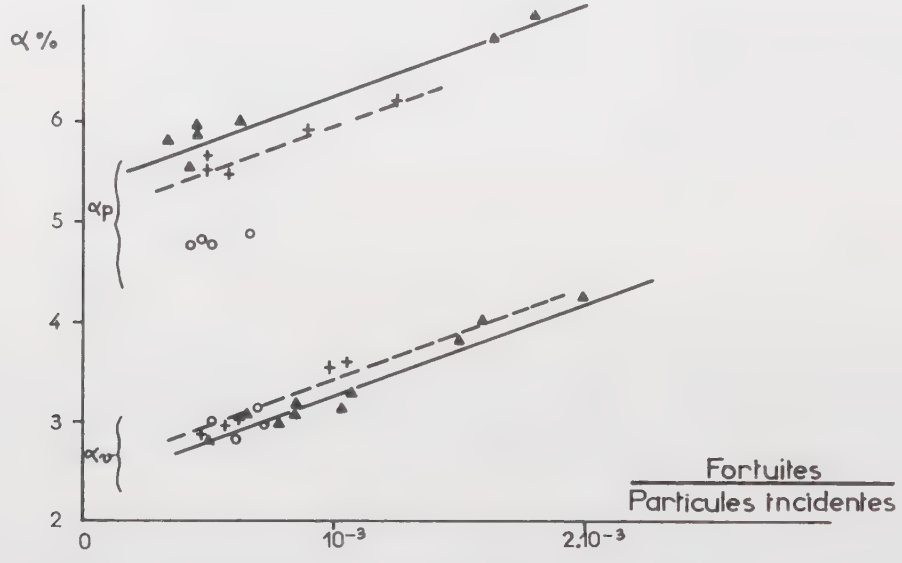


Figure 4 - Variations du taux d'interactions en fonction du taux de fortuites.

Cependant, en raison du temps de résolution fini des circuits, α_{p-v} dépend de l'intensité du flux des particules incidentes à l'instant de chaque mesure, donc du taux de coïncidences fortuites. La figure 4 montre que les variations respectives de α_p et α_v en fonction du rapport du nombre de fortuites au nombre total des particules incidentes (y compris les protons dans le cas des particules positives) sont bien représentées par des droites parallèles. On peut alors par extrapolation linéaire obtenir des valeurs correspondant à un taux de fortuites nul. Dans le cas des π^-, au cours des mesures, le nombre de pions incidents par cycle s'est maintenu stable ainsi que leur répartition dans le temps. La correction de fluctuation d'intensité est alors négligeable. Nous avons vérifié (tableau 3) que la distribution autour des valeurs moyennes des différentes mesures de α_{p-v} correspondant à une même énergie des pions incidents est en bon accord avec la distribution normale.

Pour les π^+, après correction de fluctuation d'intensité, la loi de distribution des écarts est également sensiblement normale (tableau 4).

L'extrapolation à un taux de comptage nul pour les fortuites étant effectuée, la section efficace brute est donnée par

$$\sigma_1 = \frac{\alpha_{p-v}}{N}\left(1 + \frac{\alpha_p + \alpha_v}{2}\right)$$

Tableau 3

σ = écart standard

Test de cohérence statistique pour les π^-

	0	σ/2	σ	2σ
Nombre d'écarts	43	23	19	3
Pourcentage	49 %	26 %	21 %	3 %
Pourcentage théorique	38 %	30 %	27 %	5 %

Tableau 4

Test de cohérence statistique pour les π^+

	0	σ/2	σ	2σ
Pourcentage brut	30 %	8 %	49 %	13 %
Pourcentage après correction d'intensité	37 %	20 %	34 %	9 %
Pourcentage théorique	38 %	30 %	27 %	5 %

où N est le nombre de noyaux par cm^2 de la cible.

Les valeurs de α_p, α_ν et $N\sigma_1$ obtenues sont rassemblées dans les tableaux 5 et 6.

3 - MESURE DE LA CONTAMINATION

Le faisceau incident contient des électrons issus de la cible de BeO et des muons qui proviennent des désintégrations des pions tout au long du faisceau. Les muons qui traversent la cible d'hydrogène sont de deux sortes : ceux qui ont été produits avant l'aimant d'analyse et dont l'impulsion était voisine de l'impulsion analysée et ceux qui ont été émis après l'aimant. Les premiers ont des vitesses un peu supérieures à celle des pions et peuvent donc être mesurés à l'aide d'un compteur Cérenkov à gaz. Les seconds ont dans leur majorité une vitesse inférieure à celle des pions et leur contribution doit être évaluée par le calcul.

a) Caractéristiques du détecteur Čérenkov [15].

Le Cérenkov à gaz est constitué par un réservoir métallique cylindrique de 80 cm de longueur et de 20 cm de diamètre, vu par un photomultiplicateur 58 AVP. La pression maximale du gaz est 50 kg/cm^2. Nous avons utilisé l'éthylène dont l'indice de réfraction est donné en fonction de la pression par la figure 5. Les pressions correspondant respectivement aux seuils de comptage des muons et des pions (coïncidences C_1, C'_2, C_2, $\check{C}$) ont été calculées à chaque énergie et sont comparées sur la figure 6 aux résultats expérimentaux.

Tableau 5

Résultats π^-

△ Juillet "DS" 450 - 780 msec
\+ Septembre "DS" 400 - 840 msec
o Septembre "DS" 450 - 780 msec
▽ Octobre "DS" 630 - 730 msec
□ Octobre "DS" 720 - 850 msec

T_π MeV	α_p %	α_v %	$N\sigma_1$ %	σ_2 mb	$\sigma_{tot.}$ mb	Erreurs sur $\sigma_{tot.}$			
						stat.	contam.	cor. géom.	totale
310 +	5,083	2,256	2,932	27,28	27,89	0,37	0,54	0,10	0,67
330 +	4,892	2,093	2,897	26,00	26,70	0,35	0,41	0,10	0,55
340 ▽	5,782	3,055	2,847	25,26	25,98	0,51	0,33	0,10	0,62
350 +	4,786	1,926	2,957	26,00	26,76	0,33	0,33	0,10	0,48
△	5,165	2,314	2,956	25,97	26,73	0,32	0,33	0,10	0,48
360 ▽	5,884	3,104	2,905	25,20	25,98	0,50	0,32	0,10	0,60
380 △	5,137	2,130	3,115	26,33	27,23	0,30	0,32	0,10	0,46
390 +	4,711	1,727	3,044	25,55	26,50	0,30	0,32	0,10	0,46
410 △	5,098	1,998	3,208	25,67	26,77	0,42	0,32	0,10	0,55
▽	5,397	2,398	3,116	26,42	27,57	0,28	0,32	0,10	0,44
425 △	5,119	1,941	3,289	26,86	28,06	0,32	0,32	0,10	0,46
440 +	4,748	1,518	3,330	26,92	28,22	0,28	0,25	0,10	0,40
△	5,034	1,946	3,196	25,86	27,15	0,29	0,25	0,10	0,40
455 △	5,120	1,799	3,437	27,61	29,11	0,28	0,27	0,10	0,40
460 +	4,852	1,475	3,482	27,79	29,31	0,35	0,27	0,10	0,45
470 △	5,181	1,805	3,494	27,90	29,52	0,28	0,27	0,10	0,40
485 △	5,223	1,783	3,560	28,11	29,91	0,28	0,27	0,11	0,40
500 △	5,573	1,725	3,987	31,28	33,28	0,31	0,27	0,12	0,44
o	5,287	1,647	3,767	29,58	31,58	0,28	0,27	0,12	0,41
▽	5,719	2,198	3,658	28,71	30,71	0,25	0,27	0,12	0,41
515 △	5,570	1,719	3,990	31,14	33,34	0,28	0,28	0,13	0,41
530 △	5,745	1,723	4,171	32,34	34,84	0,28	0,26	0,13	0,40
o	5,658	1,613	4,191	32,48	34,98	0,28	0,26	0,13	0,40
□	5,440	1,434	4,142	32,02	34,52	0,35	0,26	0,13	0,45
545 △	6,038	1,661	4,543	35,04	37,79	0,28	0,27	0,14	0,41
550 +	5,720	1,364	4,508	34,66	37,46	0,32	0,27	0,14	0,44
560 △	6,301	1,684	4,802	36,79	39,74	0,28	0,29	0,16	0,43
570 +	6,368	1,334	5,225	39,94	42,99	0,37	0,31	0,18	0,47
575 △	6,675	1,670	5,215	39,87	42,97	0,30	0,31	0,20	0,46
590 o	6,922	1,558	5,589	42,35	45,55	0,29	0,33	0,20	0,47
△	6,982	1,685	5,525	41,87	45,07	0,30	0,33	0,20	0,48
□	6,816	1,458	5,490	41,58	44,78	0,42	0,33	0,20	0,57
610 △	7,024	1,650	5,605	42,23	45,43	0,29	0,37	0,21	0,50
630 +	6,630	1,366	5,475	41,00	44,10	0,39	0,45	0,21	0,62
650 o	6,426	1,488	5,135	38,09	41,04	0,28	0,63	0,22	0,70
□	6,557	1,467	4,939	36,65	39,60	0,40	0,63	0,22	0,78
680 +	5,845	1,335	4,672	34,46	37,06	0,37	0,57	0,25	0,69

Tableau 6

Résultats π^+

T_π MeV	α_p %	α_v %	$N\sigma_1$ %	σ_2 mb	$\sigma_{tot.}$ mb	Erreurs sur $\sigma_{tot.}$			
						stat.	con-tam.	cor. géom.	totale
318	11,227	5,333	6,377	54,12	58,92	0,53	1,01	0,23	1,16
348	8,844	4,093	5,060	41,40	45,22	0,55	0,60	0,21	0,84
368	8,147	3,770	4,640	37,37	40,69	0,57	0,43	0,20	0,74
398	7,756	3,939	4,038	31,88	34,58	0,49	0,36	0,19	0,64
418	7,105	3,869	3,236	26,68	29,04	0,43	0,30	0,18	0,55
438	5,454	2,409	3,045	24,43	26,53	0,40	0,28	0,16	0,52
458	6,185	3,461	2,724	21,89	23,79	0,80	0,22	0,14	0,84
478	5,10	2,55	2,65	20,08	21,78	0,55	0,18	0,13	0,59
	4,84	2,22	2,71	20,53	22,23	0,75	0,18	0,13	0,78
508	5,284	2,995	2,383	17,87	19,37	0,49	0,17	0,10	0,53
558	4,753	2,970	1,894	13,67	14,93	0,36	0,18	0,08	0,41

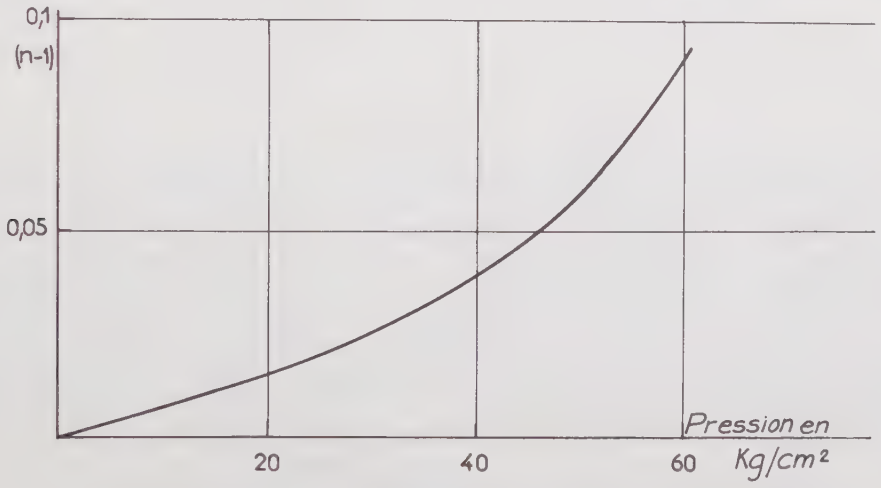


Figure 5 - Indice de réfraction de l'éthylène en fonction de la pression.

b) Résultats des mesures.

Les courbes $\frac{C_1\ C'_2\ C_2\ \check{C}}{C_1\ C'_2\ C_2}$ en fonction de la pression de l'éthylène ont été relevées en π^+ et en π^- pour des énergies cinétiques des pions incidents de 310, 450 et 600 MeV, la "dent de scie" étant placée entre 720 et 850 msec. De plus, laissant le Čerenkov réglé sur les électrons (avec une pression d'éthylène de 1,8 kg/cm²), on a mesuré la contamination pour la position de la dent de scie correspondant aux mesures de Juillet (450 à 780 msec).

On constate que les plateaux des électrons et des muons accusent une pente importante (figure 7) qui peut être attribuée en grande partie à la proportion croissante avec la pression des électrons δ engendrés par les pions. Cette interprétation est confirmée par la mesure du coefficient de transmission des électrons et des muons (annexe B). D'autre part, on peut calculer la probabilité qu'un pion incident engendre un électron δ détecté, connaissant le spectre d'énergie de ces électrons (formule de Bhabha [16]), le nombre de photons émis par unité de longueur de la trajectoire et la sensibilité du photomultiplicateur (annexe C).

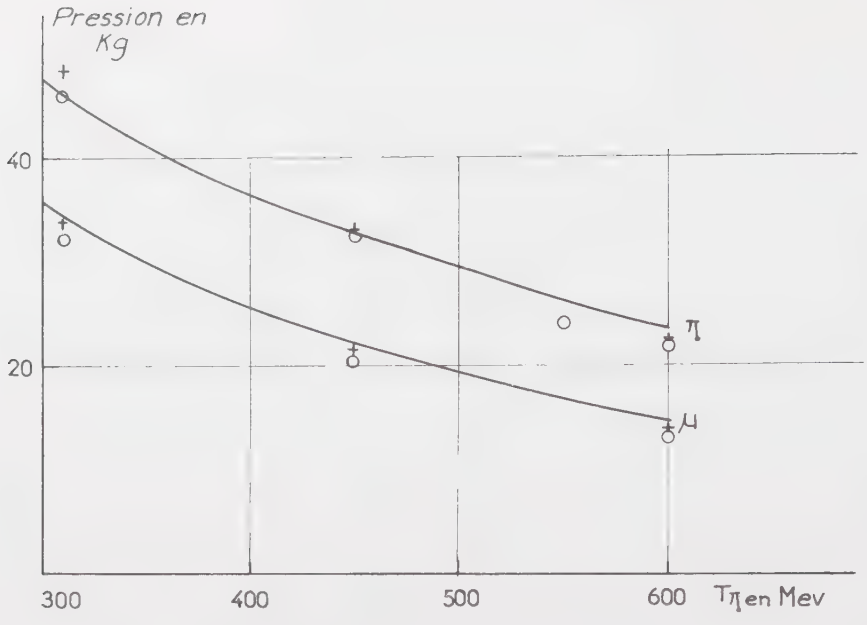


Figure 6 - Seuils d'émission Čérenkov pour les π et les μ.
– Seuils calculés.
+ Mesures π^- et μ^-.
o Mesures π^+ et μ^+.

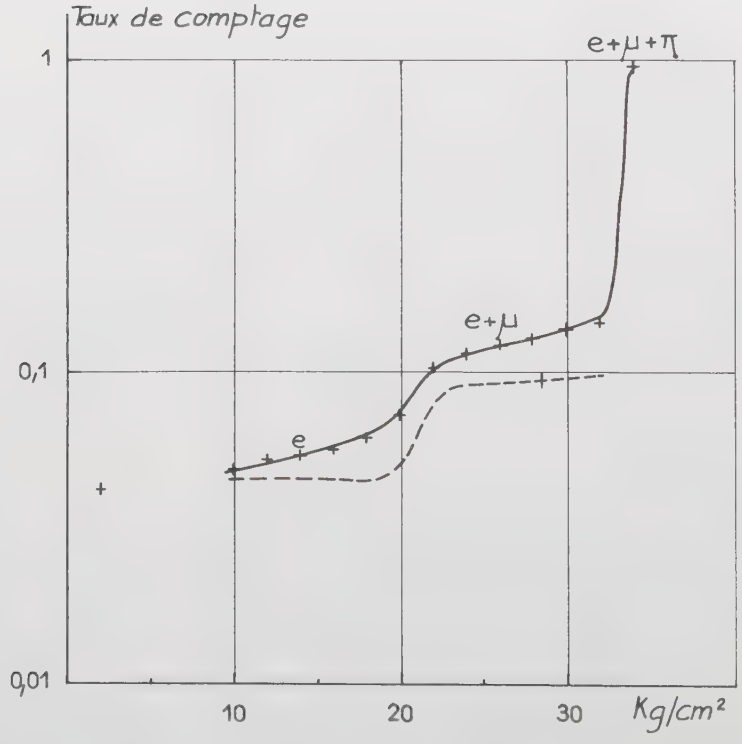


Figure 7 - Plateaux Čérenkov pour les particules positives à 570 Mev/c.
—— Résultat brut.
--- Résultat après correction des électrons δ.

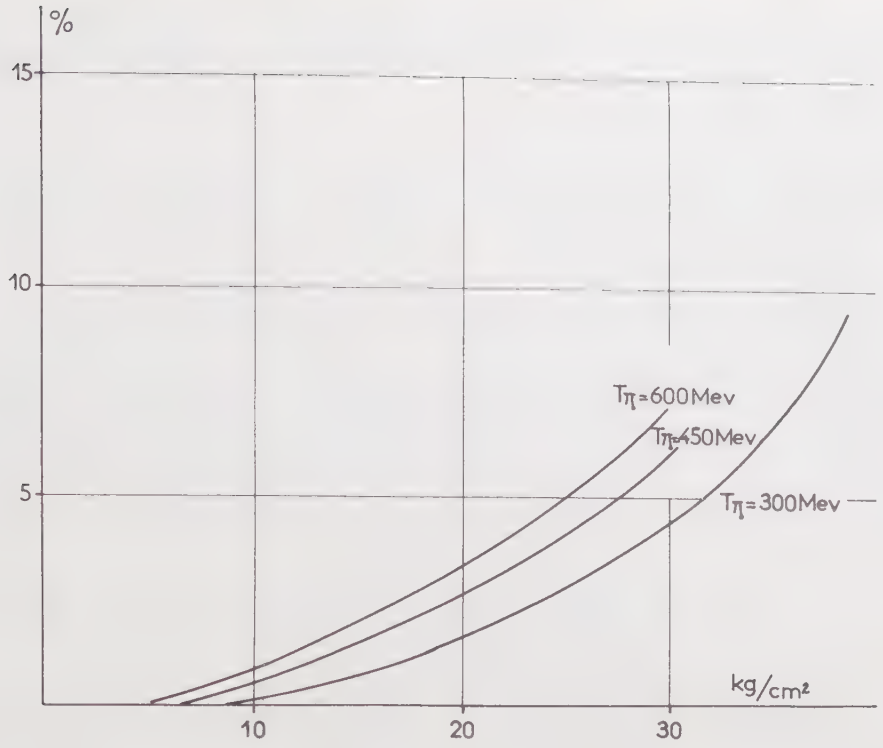


Figure 8 - Taux des pions détectés dans le Čerenkov par leurs électrons δ.

Les résultats du calcul, fait pour trois impulsions des pions incidents, sont montrés par la figure 8. Ils sont qualitativement en accord avec les montées observées sur les courbes de Čérenkov. Nous avons fait le calcul en supposant le coefficient K de transmission de la lumière par le Čérenkov égal à 0,8 et en prenant pour le photomultiplicateur une sensibilité de 5 photoélectrons. Toutefois, les valeurs de ces deux paramètres ne sont pas connues avec précision et si par exemple le seuil de sensibilité passe de 5 à 6 photoélectrons, le taux de rayons δ détectés diminue d'environ 10 %. Le taux trouvé est donc affecté d'une incertitude qui peut être traduite par un facteur constant voisin de l'unité que nous avons ajusté pour qu'après soustraction de la contribution des électrons δ le plateau des électrons devienne horizontal. Sur la figure 7, on voit qu'après cette correction, le facteur étant de l'ordre de 0,75, il subsiste une légère pente sur le plateau des muons qui est probablement due aux muons issus de pions se désintégrant après la sortie de l'aimant.

Tableau 7

Contamination mesurée par le Čérenkov

T_π	Polarité	e/π en %	μ/π en %
310	+	12,5 ± 1,3	7,2 ± 1,8
	−	25,7 ± 1	5,7 ± 1,2
450	+	4,5 ± 0,4	5,0 ± 0,5
	−	10,5 ± 0,4	4,4 ± 0,3
600	+	2,5 ± 0,2	3,4 ± 0,4
	−	5,0 ± 0,2	3,5 ± 0,4

La pollution en électrons (tableau 7) atteint à basse énergie 25 % pour les particules négatives, 12 % pour les particules positives. Les contaminations en muons, comme on peut l'attendre sont voisines pour les deux polarités. L'erreur sur la contamination en électrons tient compte de

la fluctuation de cette contamination en fonction de la position de la "dent de scie" (la pollution en muons, qui vient tout entière de la désintégration des pions, est supposée indépendante de la "dent de scie").

c) Calcul des muons émis après l'aimant.

Nous donnons ci-dessous la contamination en muons qui ne peuvent être mis en évidence par le Čérenkov. Ce sont :

- les muons issus de pions qui se sont désintégrés après le Čérenkov,
- les muons ayant une vitesse inférieure à la vitesse des pions.

Nous avons calculé cette contamination dans le cas simple d'un faisceau filiforme (annexe D), puis à l'aide du programme "Contamu" [17] pour un faisceau parallèle possédant une symétrie de révolution, la densité de particules en fonction de la distance à l'axe ("profil" du faisceau) pouvant être modifiée à volonté. Nous avons fait varier le rayon (figure 9) et le profil (figure 10) du faisceau pour évaluer l'erreur introduite par les hypothèses simplificatrices du programme. Les résultats sont donnés dans le tableau 8. Le tableau 9 et la figure 11 donnent finalement les valeurs totales de la contamination.

Tableau 8

Contamination "du dernier mètre"

E_π en MeV	$M\mu/\pi$ en %
300	3,5 ± 0,5
400	3,2 ± 0,5
500	3,0 ± 0,5
600	2,8 ± 0,5

Tableau 9

Résultats finaux de la contamination

E_π	Polarité	$M\mu/\pi$ %	$\frac{\mu + e}{\pi}$ %	P/π %
310	+ −	10,9 ± 1,8 9,4 ± 1,2	23,9 ± 1,8 36,0 ± 1,3	
450	+ −	8,2 ± 0,7 7,6 ± 0,6	12,9 ± 0,8 18,5 ± 0,7	
550	+			3 ± 1
600	+ −	6,3 ± 0,7 6,4 ± 0,7	8,9 ± 0,8 11,5 ± 0,8	12 ± 1

Les interactions des muons et des électrons étant négligeables (annexe B), la section efficace σ_2 corrigée de la contamination est :

$$N\sigma_2 = \left(\alpha_{p-v} - \alpha_{pr} \frac{p}{\pi + \mu + e + p} \right) \frac{\pi + \mu + e + p}{\pi} \times \left(1 + \frac{\alpha_p + \alpha_v}{2} \cdot \frac{\pi + \mu + e + p}{\pi} \right)$$

où α_{pr} est le taux d'interaction des protons dans l'hydrogène (cas du faisceau de π^+).

σ_2 est portée dans les tableaux 5 et 6.

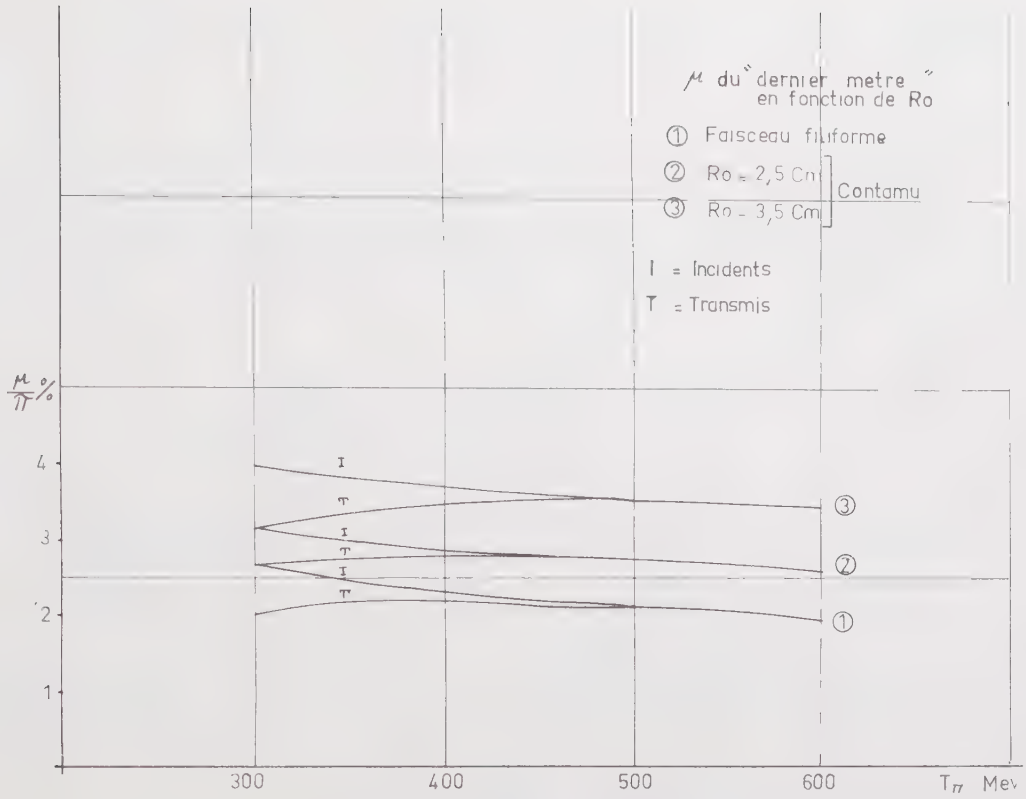


Figure 9

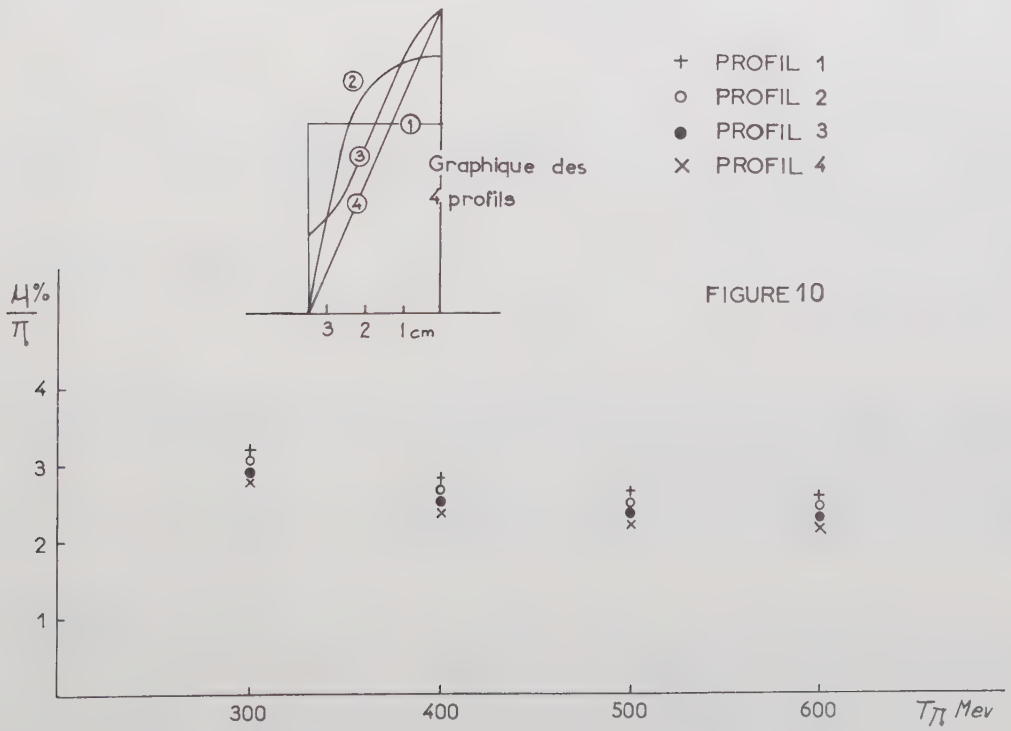


Figure 10 - μ" du dernier mètre" en fonction du profil du faisceau.

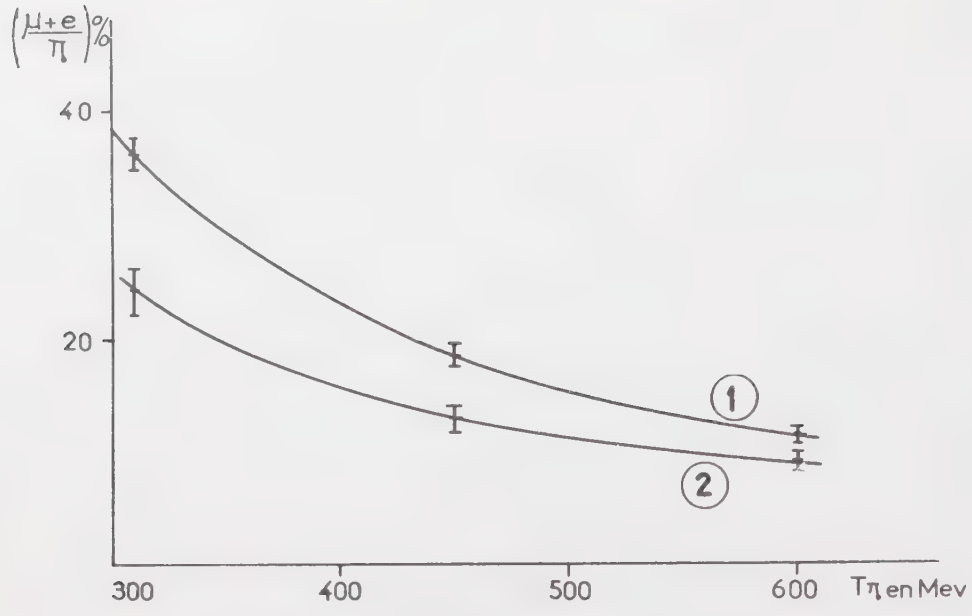


Figure 11 - Contamination en électrons et muons.
1 : Particules négatives.
2 : Particules positives.

4 - CALCUL DE LA CONTAMINATION EN μ (A 300 MeV)

Nous avons admis dans le paragraphe précédent que parmi les muons nés avant l'aimant, seuls étaient transmis jusqu'à la cible d'hydrogène ceux dont l'impulsion était voisine de l'impulsion nominale. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons utilisé le programme CERN B 52 de Fronteau et Hormsby [18] pour calculer complètement la contamination en muons de notre faisceau à 300 MeV.

a) Expression de la contamination.

Nous repérons les différents points du faisceau par leur distance s à la cible de BeO. Soient :

s_1 la longueur totale du faisceau : cible de BeO-cible d'hydrogène,

$N_\pi(p_\pi)$ le spectre d'impulsion des pions issus de la cible interne.

$\tau_\pi(p_\pi, s)$ le taux de transmission des pions d'impulsion p_π de l'origine du faisceau au point d'abscisse s.

Le nombre de pions transmis jusqu'à l'extrémité du faisceau est :

$$Nb_\pi = \int N_\pi(p_\pi)\, \tau_\pi(p_\pi, s_1)\, dp_\pi$$

Pour calculer le nombre de muons également transmis par le faisceau, nous devons connaître pour chaque pion présent dans le faisceau à l'abscisse s :

- sa probabilité de désintégration sur l'élément ds : $Pr(p_\pi)\, ds$,
- le spectre d'impulsion du muon de désintégration

$$N_\mu(p_\pi, p_\mu)\, dp_\mu$$

- le taux de transmission jusqu'à l'extrémité du faisceau d'un muon d'impulsion p_μ né au point d'abscisse s d'un pion d'impulsion p_π : $\tau_\mu(p_\mu, p_\pi, s)$.

Le nombre de μ transmis est alors :

$$Nb_\mu = \iiint N_\pi(p_\pi)\ \tau_\pi(p_\pi, s)\ p_r(p_\pi)\ N_\mu(p_\mu, p_\pi)\ \tau_\mu(p_\mu, p_\pi, s)\ dp_\mu\ dp_\pi\ ds$$

et la contamination en μ est : $\frac{Nb_\mu}{Nb_\pi}$.

b) Détermination de $N_\pi(p_\pi)$, $pr(p_\pi)$, $N_\mu(p_\mu, p_\pi)$.

Pour $N_\pi(p_\pi)$ nous avons utilisé successivement un spectre plat et un spectre expérimental relevé dans une direction identique à celle de notre faisceau (18°30) avec une cible de carbone.

Si $\beta_\pi c$ est la vitesse du pion et t_o sa durée de vie au repos, sa probabilité de désintégration dans l'élément ds est :

$$pr(p_\pi)\ ds = \frac{ds\ \sqrt{1-\beta_\pi^2}}{\beta_\pi\ ct_o} = \frac{ds}{ct_o} \cdot \frac{m_\pi}{p_\pi}$$

(dans cette formule m_π est exprimée en MeV/c^2 et p_π en MeV/c).

Soient $\bar{p}$, $\bar{E}$, $\bar{\varphi}$ l'impulsion, l'énergie totale et l'angle d'émission du muon dans le système du pion, E l'énergie totale du muon dans le laboratoire. La relation entre E et $\bar{\varphi}$ s'écrit (annexe D) :

$$E = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_\pi^2}}\ (\bar{p}\cos\bar{\varphi} + \beta_\pi \bar{E})$$

L'émission du μ étant isotrope dans le système du π, le spectre de cos $\bar{\varphi}$ est plat (l'angle solide disponible entre $\bar{\varphi}$ et $\bar{\varphi} + d\bar{\varphi}$ est $2\pi \sin\bar{\varphi}\ d\bar{\varphi} = -2\pi\, d\cos\bar{\varphi}$). Par suite le spectre de E est également plat, entre les valeurs limites $E_{min} = \gamma_\pi(\beta_\pi\bar{E} - \bar{p})$ et $E_{max} = \gamma_\pi(\beta_\pi\bar{E} + \bar{p})$, et

$$N_\mu(p_\mu, p_\pi) = \frac{dE_\mu}{dp_\mu}\ \frac{E_\mu}{p_\mu}\ \frac{1}{E_{max} - E_{min}}$$

c) Calcul de $\tau_\pi(p_\pi, s)$ et $\tau_\mu(p_\mu, p_\pi, s)$.

Dans le programme B52 le plan vertical et la plan horizontal sont traités séparément : les taux de transmission sont calculés indépendamment dans ces deux plans et le taux de transmission final est le produit des deux taux partiels. Pour chacun des plans les particules sont repérées dans "l'espace des phases" : à chaque particule est associée sa distance projetée horizontale (verticale) à l'axe du faisceau et son angle projeté horizontal (vertical).

En chaque point du faisceau l'ensemble des points de l'espace de phase associés aux particules de même impulsion est limité par un polygone horizontal et un polygone vertical. Ces polygones définissent donc en chaque point l'extension géométrique du faisceau et sa divergence angulaire.

Le programme calcule les déformations et les coupures introduites sur les polygones par les éléments d'optique (quadrupoles, aimant) et les diaphragmes (compteurs) et détermine le taux de transmission en comparant l'aire des polygones des π parvenant au point considéré à l'aire des polygones à l'origine du faisceau.

Dans une première exploitation relative aux pions, nous avons obtenu le taux de transmission $\tau_\pi(p_\pi, s)$ et les "polygones" des pions en différents points du faisceau. Ces polygones ont ensuite servi de données à une seconde exploitation s'intéressant cette fois aux muons de désintégration. Nous avons obtenu finalement le taux de transmission $\tau_\mu(p_\mu, p_\pi, s)$ pour les muons nés en 17 points du faisceau, les impulsions p_μ couvrant pour chaque valeur de p_π tout l'intervalle permis par la cinématique de la désintégration π-μ une moyenne étant faite sur cinq valeurs de l'angle azimutal d'émission du μ par rapport au plan horizontal, régulièrement réparties sur l'intervalle 0 – 180°.

d) Résultats.

Les résultats du calcul sont les suivants :

- La contribution des muons de la partie finale du faisceau est sensiblement égale à celle que nous avions calculée avec le programme "CONTAMU", ce qui montre que pour cette contamination la divergence angulaire du faisceau ne joue pas un rôle important.

- La contamination due aux muons de basse énergie qui auraient pû franchir l'obstacle de l'aimant grâce à une conjonction heureuse de leur angle d'émission et de leur impulsion est inférieure à 0,3 %.

- La contamination détectable par le Cérenkov (muons monocinétiques) vient presque entièrement des pions qui se désintègrent tout au début du faisceau, entre la cible de BeO et l'entrée du premier quadrupole.

Numériquement cette contribution est compatible avec les mesures effectuées à l'aide du Cérenkov, mais la mauvaise connaissance du spectre de pions émis par la cible interne ne permet pas de donner un chiffre précis.

5 - CORRECTIONS GEOMETRIQUES

Il faut tenir compte des diffusions qui n'ont pas été comptées parce que l'une des particules finales à traversé C_t. Nous avons calculé cette correction pour les diffusions élastiques et inélastiques.

La section efficace différentielle élastique du pion vers l'avant est donnée par l'expression :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = (\mathrm{Im}g(0))^2 + (\mathrm{Re}\ g(0))^2$$

Im g(0) est donné par le théorème optique, Re g(0) par les relations de dispersion [19].

En ce qui concerne la diffusion du proton vers l'avant, on dispose de mesures récentes [20] [21]. Par contre, il n'y a que peu de résultats sur les sections efficaces différentielles des diffusions inélastiques et nous avons calculé les corrections en utilisant le modèle statistique [22], les sections efficaces totales des diverses voies inélastiques étant extraites des références [23] et [24].

Pour un faisceau filiforme et un élément dl de la cible d'où le compteur final est vu sous un angle θ_1, la correction géométrique a pour expression

$$d\sigma\ dl = \sum_i 2\pi\, dl \int_0^{\theta_1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_i (\pi p \longrightarrow \text{particule chargée}) \sin\theta\ d\theta$$

où la sommation est étendue sur toutes les particules chargées.

a) Corrections élastiques.

Dans les tableaux 10 et 11 nous avons séparé les contributions du pion et du proton. L'erreur sur $\Delta\sigma_\pi$ provient de l'erreur sur le point à 0° calculé par le théorème optique et les relations de dispersion. Elle est de l'ordre de 10 %. L'erreur sur $\Delta\sigma_p$ est beaucoup plus faible et peut-être négligée.

Tableau 10

Corrections géométriques élastiques en π^+

T_π MeV	$\Delta\sigma_\pi$ (mb)	$\Delta\sigma_p$ (mb)	corrections géomé. él. totale π^+
310	2,80	2,00	4,80 ± 0,28
370	2,07	1,05	3,12 ± 0,20
410	1,78	0,58	2,36 ± 0,18
450	1,61	0,28	1,87 ± 0,16
490	1,26	0,17	1,43 ± 0,13
550	0,94	0,10	1,04 ± 0,10

Tableau 11

Corrections géométriques élastiques en π^-

T_π MeV	$\Delta\sigma_\pi$ (mb)	$\Delta\sigma_p$ (mb)	corrections géom. él. tot. π^-
370	0,27	0,40	0,67 ± 0,03
410	0,43	0,43	0,86 ± 0,04
450	0,51	0,57	1,08 ± 0,05
490	0,66	0,69	1,35 ± 0,07
550	1,15	0,93	2,08 ± 0,11
600	1,66	0,57	2,23 ± 0,15
650	1,56	0,36	1,92 ± 0,14

b) Corrections correspondant aux réactions $\pi N \longrightarrow \pi\pi N$.

Les tableaux 12 et 13 rassemblent les valeurs calculées dans l'hypothèse du modèle statistique. ρ est la probabilité pour une particule finale d'atteindre le compteur C_t. L'erreur donnée dans la colonne 8 exprime l'incertitude sur les sections efficaces expérimentales.

Tableau 12

Corrections géométriques inélastiques en π^+

T_π	$\sigma(\pi^+\pi^+n)$	$\sigma(\pi^+\pi^\circ p)$	ρ_π	ρ_p	Δ_{++}	Δ_{+0}	Total (mb)
310	0	0	0,021	0,093	0	0	0
370	0,2	0	0,021	0,086	0	0	0
410	0,3	0	0,021	0,084	0,01	0	0,01
450	0,5	0,25	0,021	0,083	0,02	0,03	0,05
490	0,7	0,75	0,022	0,082	0,03	0,08	0,11
550	0,9	1,70	0,022	0,081	0,04	0,18	0,22

Tableau 13

Corrections géométriques inélastiques en π^-

T_π	$\sigma(\pi^+\pi^-n)$	$\sigma(\pi^-\pi^\circ p)$	ρ_π	ρ_p	Δ_{-+}	Δ_{-0}	Total (mb)
370	1,8	0,9	0,021	0,086	0,07	0,10	0,17 ± 0,08
410	2,7	1,3	0,021	0,084	0,11	0,14	0,25 ± 0,08
450	3,6	1,8	0,021	0,083	0,15	0,19	0,34 ± 0,08
490	4,5	2,6	0,022	0,082	0,20	0,27	0,47 ± 0,08
550	5,3	4,9	0,022	0,081	0,23	0,50	0,73 ± 0,08
600	5,75	7,1	0,022	0,080	0,25	0,73	0,98 ± 0,08
650	6,25	7,2	0,023	0,081	0,29	0,75	1,04 ± 0,08

c) Comparaison à la valeur déduite des résultats expérimentaux à 646 MeV.

A 646 MeV, il existe des distributions angulaires expérimentales des produits des réactions $\pi^- p \longrightarrow \pi^-\pi^+ n$ et $\pi^- p \longrightarrow \pi^-\pi^0 p$ [25]. Les corrections géométriques déduites de ces distributions sont de 1,08 mb et 1,37 mb selon que les sections efficaces inélastiques utilisées sont celles de Oliver [25] ou de Thévenet [23]. Nous avons donc estimé que l'hypothèse du modèle statistique (qui donne une correction de 1,04 mb à 650 MeV), introduit une erreur supplémentaire, nulle jusqu'à 500 MeV et qui atteint environ 0,25 mb à 650 MeV. Il est tenu compte de cette erreur dans les incertitudes globales données dans les tableaux 5 et 6.

La correction géométrique totale a été portée sur les figures 12 (pour les π^+) et 13 (pour les π^-). Pour les deux polarités, cette correction est importante et représente 7 à 8 % de la section efficace totale.

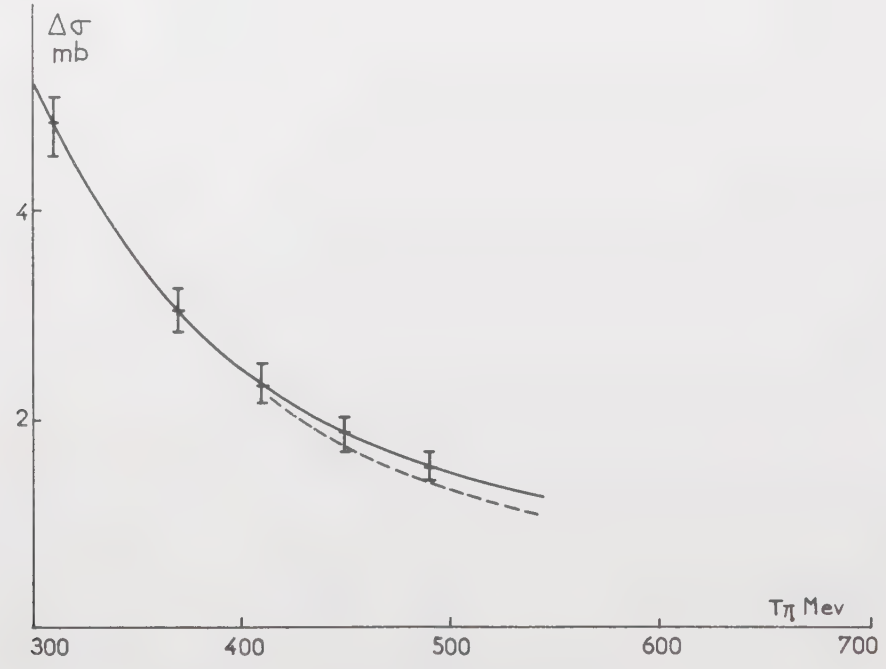


Figure 12 - Corrections géométriques pour les π^+.
—— Correction totale.
--- Correction élastique.

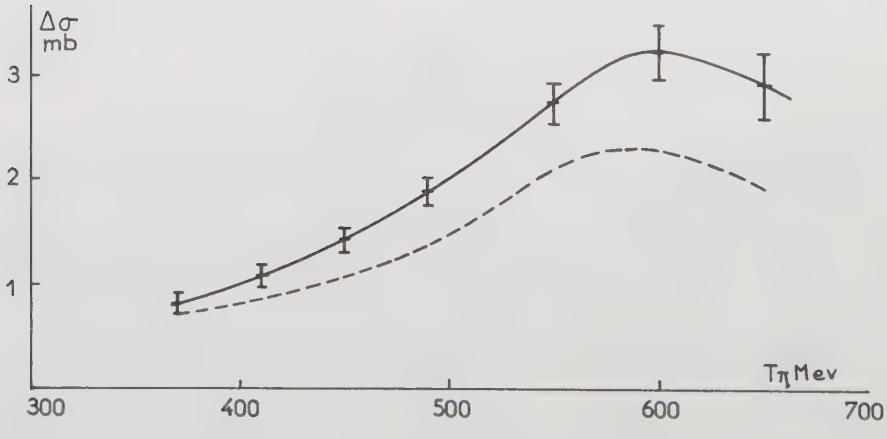


Figure 13 - Corrections géométriques pour les π^-.
—— Correction totale.
--- Correction élastique.

6 - COMPARAISON DES RESULTATS AUX MESURES ANTERIEURES

Les valeurs finales de la section efficace totale sont portées dans les tableaux 5 (π^-) et 6 (π^+). Les erreurs sont en général comprises entre 0,5 et 1 mb. A basse énergie, elles sont dues principalement à l'incertitude sur la contamination. Au-delà de 400 MeV, en π^-, l'erreur statistique et l'erreur due à la contamination sont du même ordre de grandeur tandis qu'en π^+ où les comptages ont été moins longs, l'erreur statistique est prépondérante.

Sur les figures 14 et 15, nous comparons nos résultats aux mesures antérieures. Ils sont en assez bon accord avec les mesures de Saclay de 1961 [10] sauf en π^- à 370 et 570 MeV. L'accord est bon avec les résultats à basse énergie de Pontecorvo et al [26], ceux de 310 MeV [12], [13] et les résultats de chambre à bulles à 604 [27] et 646 MeV [25]. Par contre, il y a un écart important entre nos mesures et celles de Devlin et al [9] et Crozon et al [28]. La méthode d'extrapolation vers l'avant utilisée dans [9] n'est peut être pas étrangère à ce désaccord car dans la gamme d'angles minima de diffusion utilisée pour cette extrapolation (de 1°5 à 2°5) les corrections de diffusion coulombienne multiple dans l'hydrogène sont importantes et mal connues (les corrections ap-

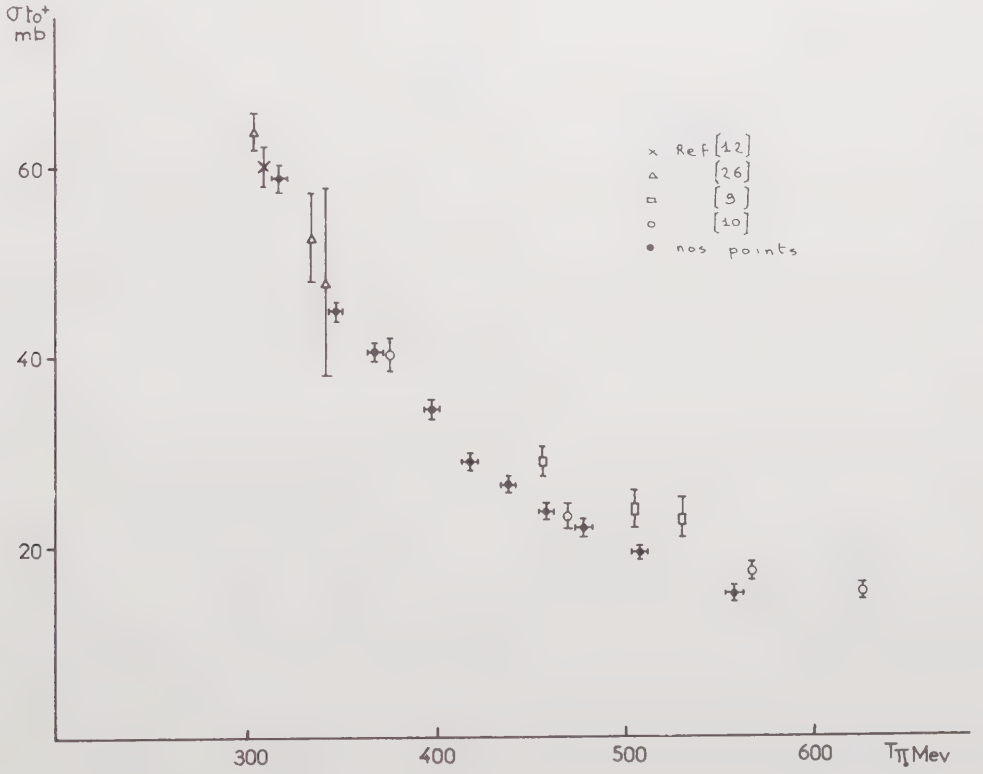


Figure 14 - Section efficace totale $\pi^+ p$.

pliquées dans [9] ne sont pas en accord avec les valeurs de Sternheimer [29]). D'autre part, le fait que notre faisceau soit à simple analyse laisse planer un doute sur la détermination de sa contamination mesurée au moyen du Cérenkov. Mais l'étude du faisceau par la méthode du parcours dans une chambre à étincelles et la mesure du taux d'interaction des électrons et des muons (annexe B) montrent qu'il existe dans notre faisceau moins de 2 % de particules de basse énergie, non détectées par le Cérenkov. Cette contamination supplémentaire serait très insuffisante pour expliquer les écarts importants (atteignant 20 % en π^+) entre nos mesures et celles de Devlin et al.

Sur les figures 16 et 17 nous comparons les mesures directes des sections efficaces totales élastiques $\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p$ et $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p$ [20], [21] avec ce que nous obtenons en soustrayant de nos

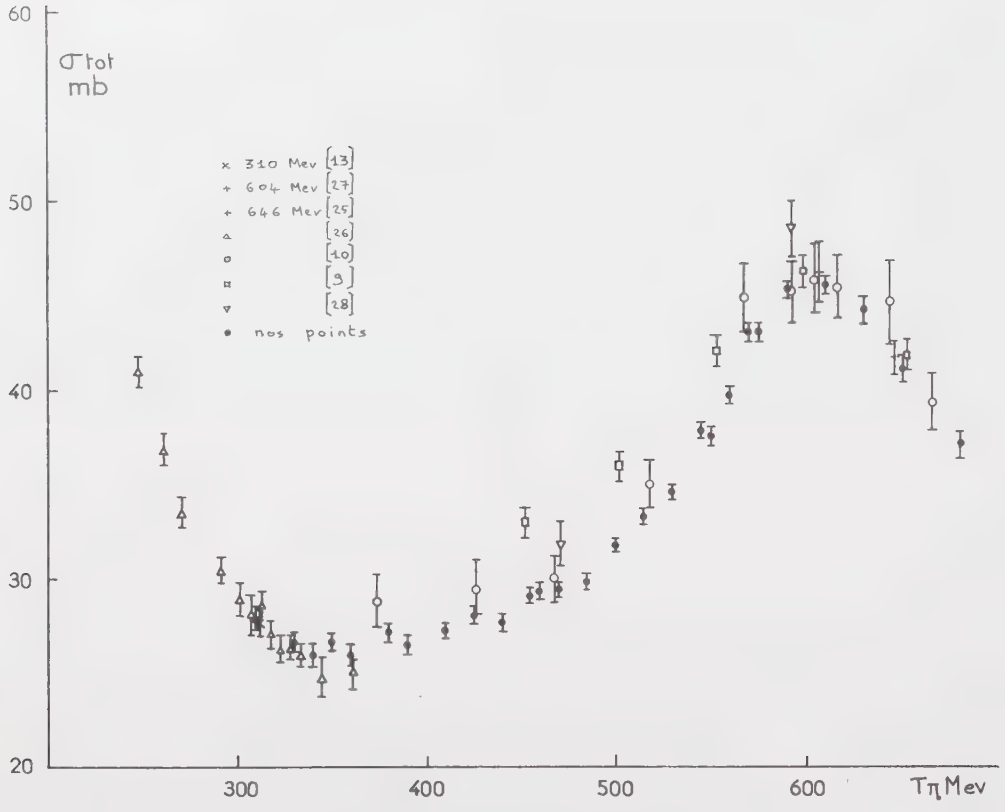


Figure 15 - Section efficace totale $\pi^- p$.

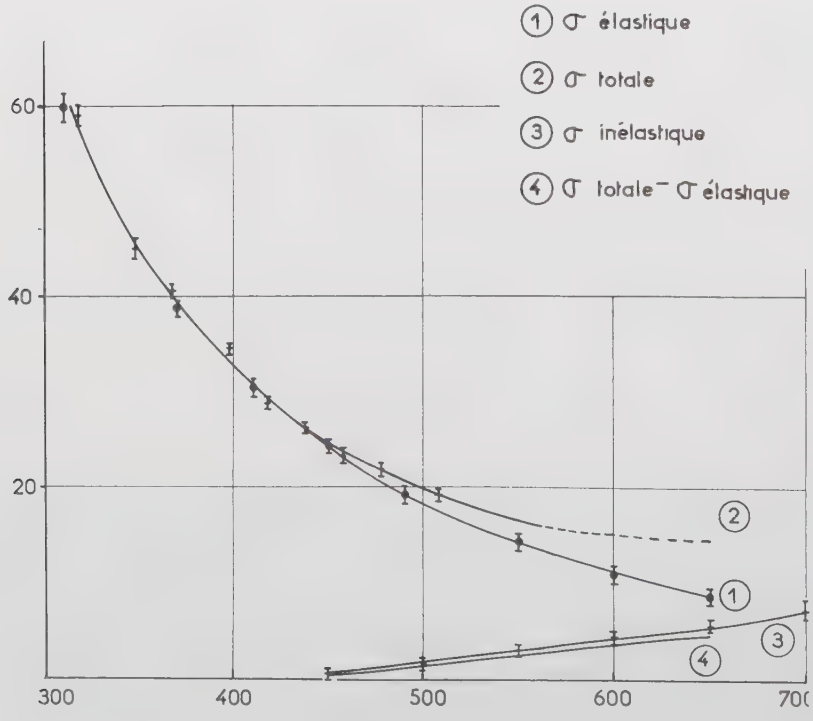


Figure 16 - Sections efficaces $\pi^+ p$.

sections efficaces totales les sections efficaces inélastiques et d'échange de charge. La section efficace totale d'échange de charge a été mesurée par plusieurs auteurs entre 300 et 700 MeV [30], [31], [32], [33]. Pour les sections efficaces des différentes voies inélastiques :

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^+ n$$

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^\circ p$$

$$\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^+ n$$

$$\pi^- p \longrightarrow \pi^\circ \pi^\circ n$$

$$\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^\circ p$$

Nous avons utilisé la compilation de Olsson et Yodh [24]. Au total nos mesures sont en accord avec les résultats d'Ogden et al [21], mais en π^- les valeurs de la section efficace totale élastique déduite de nos résultats sont entachées d'incertitudes provenant principalement de celles existant sur la section efficace d'échange de charge.

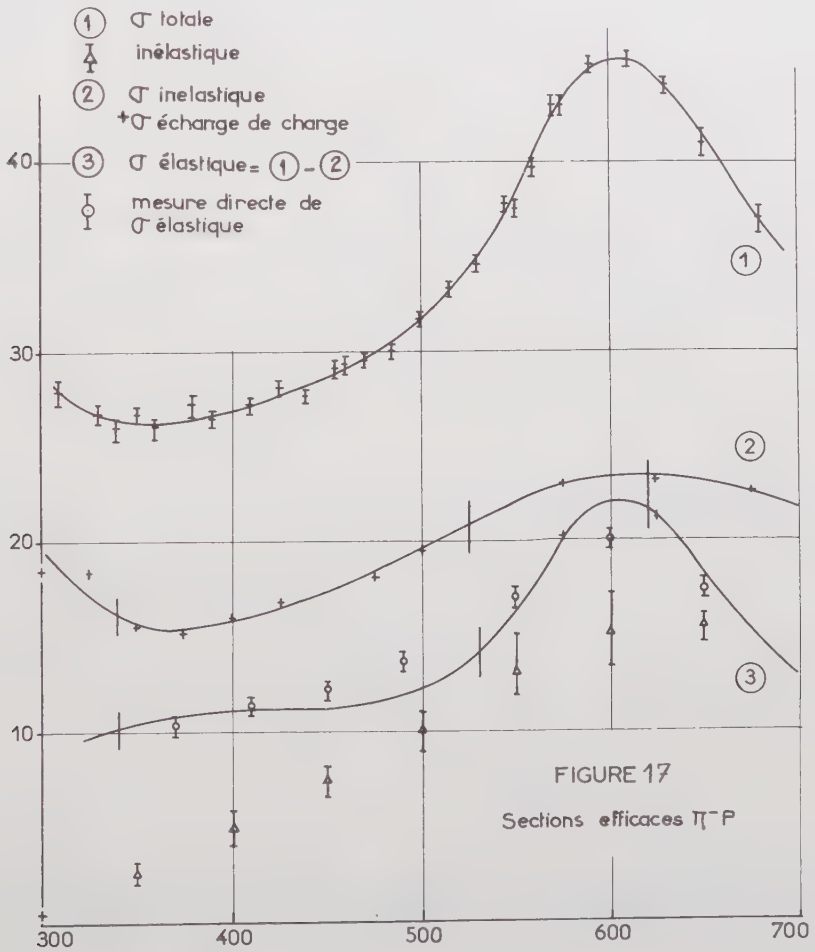


Figure 17 - Sections efficaces $\pi^- p$.

CHAPITRE III

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

D'abord suggérée par les expériences de production dans les interactions $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p \pi^+ \pi^-$, $pp \longrightarrow p+$ (masse manquante), et $k^- p \longrightarrow$ kaon + pion + nucléon (paragraphe 2), l'existence d'une forte interaction dans l'état de spin isobarique $T = 1/2$ et de moment angulaire total $J = 1/2$ a été révélée par l'analyse de nos mesures de sections efficaces totales et de l'ensemble des résultats expérimentaux (paragraphe 1).

D'autre part, les mesures de polarisation du proton de recul ont permis d'effectuer à 410 et 490 MeV une analyse en déphasage complète qui montre que le déphasage responsable de cette forte interaction est certainement P_{11} et confirme la parité de la seconde résonance (paragraphe 3).

L'onde partielle P_{11} est très absorbée et l'étude des réactions inélastiques

$$\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^+ n, \quad \pi^- p \longrightarrow \pi^\circ \pi^\circ n \quad \text{et} \quad \pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^\circ p$$

suggère une forte connection entre le comportement de P_{11} et l'interaction $\pi\pi$ dans l'état $T = J = 0$ (paragraphe 4).

Le formalisme des déphasages est rappelé dans l'annexe A.

Au cours de cet exposé, les ondes partielles et leurs amplitudes respectives seront désignées par les mêmes symboles S_{2T}, $P_{2T,\,2J}$, $D_{2T,\,2J}$ ... et les déphasages correspondants par :

$$s_{2T}, \; p_{2T,\,2J}, \; d_{2T,\,2J} \; \ldots$$

1 - ANALYSE DES SECTIONS EFFICACES

Sur les figures 16 et 18 nous donnons les sections efficaces élastiques, inélastiques et totales relatives aux états $T = 3/2$ et $T = 1/2$. La figure 19 montre les graphes dans le plan complexe des amplitudes de diffusion $T = 3/2$ et $T = 1/2$.

Les faits principaux qui s'en dégagent sont les suivants :

a) pour $T = 3/2$, la section efficace inélastique reste faible jusqu'à 700 MeV et l'onde prépondérante est P_{33} responsable de la résonance à 200 MeV.

Klepikov [34] a ajusté sur les résultats expérimentaux une formule de Breit Wigner

$$\sigma = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} (J + 1/2) \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_r}{\Gamma}\right)^2}$$

où la largeur de la résonance $\Gamma/2$ dépend de $\lambda\!\!\!^{-}$ de façon a ce que la croissance de σ soit en $1/\lambda\!\!\!^{-4l}$ [35] (avec $l = 1$) à basse énergie. Toutefois les analyses en déphasages récentes (voir paragraphe 3) montrent qu'au-delà de 400 MeV la section efficace de l'onde P_{33} s'écarte de celle donnée par Klepikov.

b) pour $T = 1/2$ la diffusion inélastique joue un rôle important. Elle présente un maximum prononcé à l'énergie de la seconde résonance.

La section efficace inélastique maximum corres ondant au spin responsable du maximum à 600 MeV ($J = 3/2$) est $\pi\lambda\!\!\!^{-2}(J + 1/2) = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2} = 12$ mb à 600 MeV. Comme a 600 MeV, $\sigma_{inel.}$ est égal à

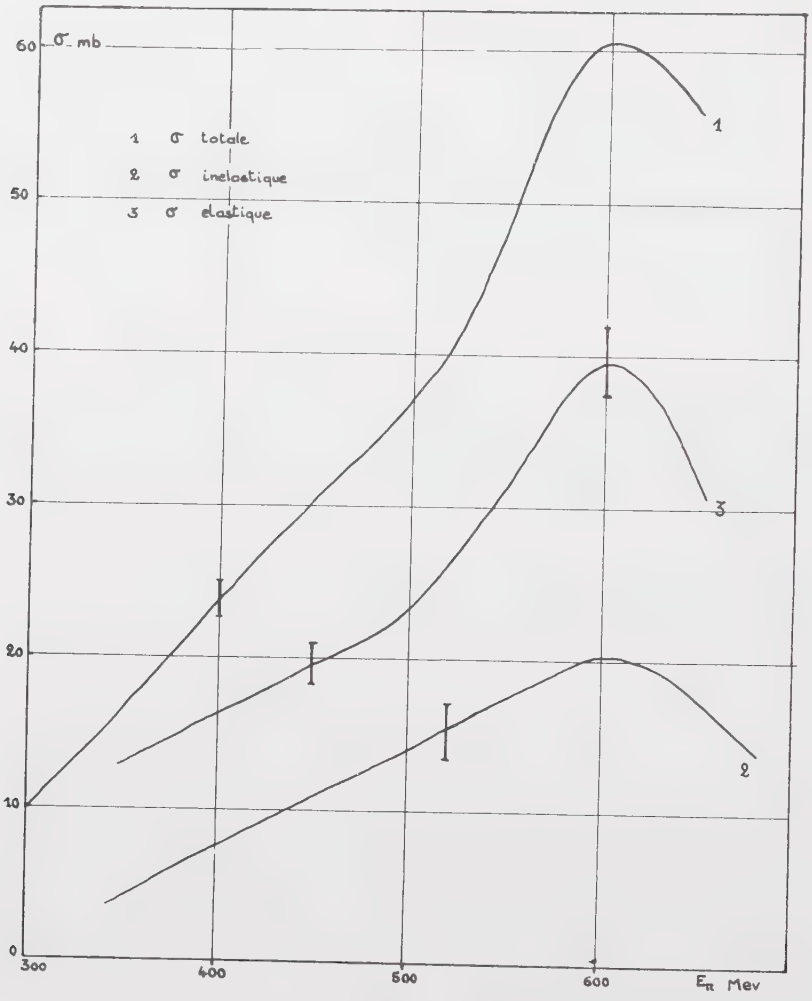


Figure 18 - Sections efficaces T = 1/2.

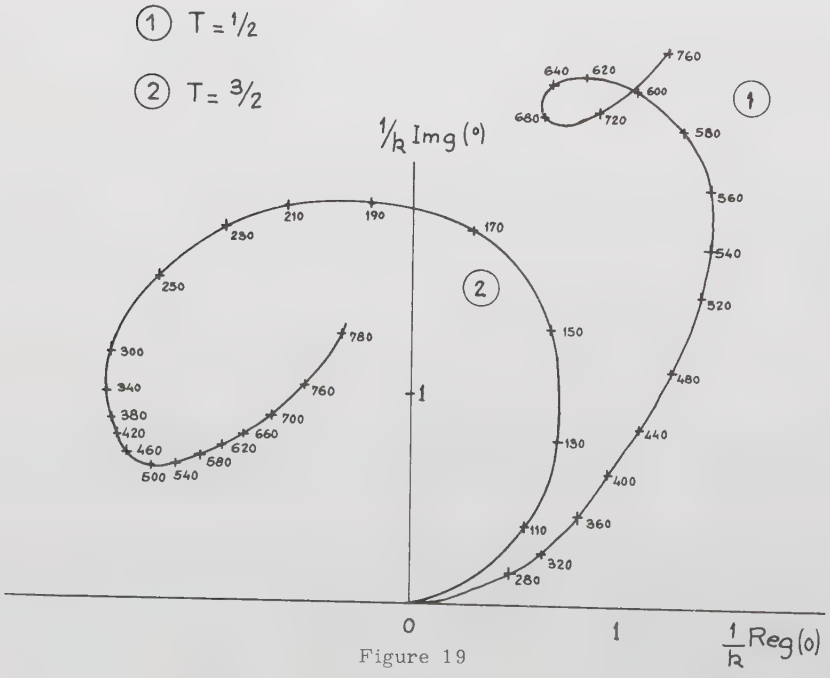


Figure 19

20 mb, on voit qu'il est nécessaire de faire intervenir d'autres ondes fortement absorbées.

Pour voir la contribution des autres ondes à la section efficace totale élastique, nous avons cherché à retrancher la partie résonnante représentée par une formule de Breit Wigner.

L'élasticité de la résonance à 600 MeV est difficile à évaluer car la valeur du fond continu non résonnant est incertaine aussi nous avons fait le calcul pour plusieurs valeurs du rapport $(\Gamma_{el} / \Gamma)^2 = 0,4$, 0,5 et 0,6.

Quelle que soit la valeur adoptée, après soustraction de la contribution de la résonance à 600 MeV, la section efficace élastique fait apparaître une bosse centrée vers 1420 MeV (figure 20).

On peut de même soustraire la contribution inélastique correspondante. On voit ainsi que la deuxième résonance n'est responsable que pour 2 à 3 mb de la section efficace inélastique. Cette contribution soustraite, il reste à expliquer à 400 MeV une section efficace inélastique de 4 à 5 mb.

Si l'on cherche à expliquer le maximum à 420 MeV par une résonance, on note qu'elle devrait être principalement élastique ($\Gamma_{el} > \Gamma/2$), le déphasage passant alors par 90° (annexe E). La section efficace élastique minimale pour J = 3/2 étant $2\pi\lambda^2 = 19$ mb à 420 MeV, le spin responsable de cette résonance ne pourrait être que J = 1/2 ; et la quasi-totalité de la section efficace inélastique restante, un peu inférieure à $\pi\lambda^2$ vers 450 MeV serait la conséquence de la forte absorption de cette onde.

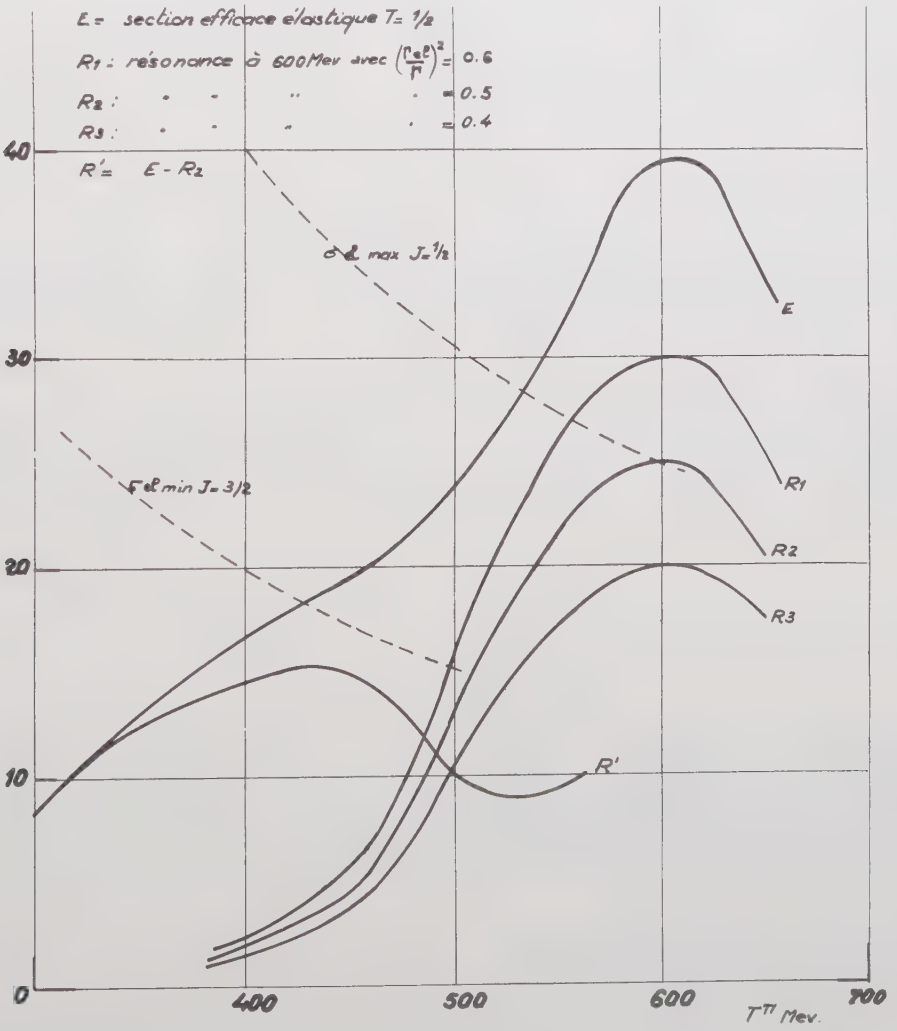


Figure 20

Un autre argument pour l'attribution de l'effet à 450 MeV à un moment angulaire total J = 1/2 réside dans la faible valeur à 400 MeV du coefficient a_2 de la section efficace différentielle T = 1/2 (figure 22).

Le maximum à 420 MeV pourrait ainsi être expliqué par la résonance d'une onde J = 1/2 de moment cinétique orbital $l = 0$ ou $l = 1$.

Cependant, notre hypothèse d'une valeur constante de Γ_{el}/Γ est trop simpliste : la section efficace inélastique croît rapidement dans cette région d'énergie (le seuil de la production de l'isobare P_{33} se situe à 390 MeV) et par suite le maximum de la section efficace élastique peut correspondre à un déphasage sensiblement plus petit que 90°.

Avant de discuter les analyses en déphasages, il semble utile de passer en revue brièvement (paragraphe 2) les résultats d'expériences où un maximum apparaît dans les spectres de masse pion-nucléon d'états finaux à trois ou quatre particules, à une masse sensiblement égale à l'énergie totale pour laquelle nous avons noté l'existence d'une forte interaction J = 1/2 : 1 400 MeV.

2 - LES EXPERIENCES DE PRODUCTION

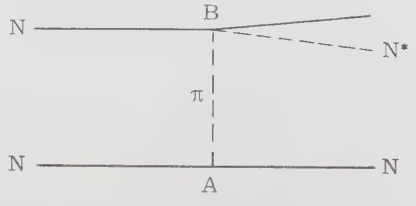
a) Diffusion inélastique pp ⟶ p + masse manquante à haute énergie [14], [36], [37], [38].

Des mesures de masse manquante ont été appliquées à l'étude de la réaction proton-proton par la technique des compteurs : le spectre d'impulsion d'un des protons est relevé en fonction de son angle de diffusion, ce qui permet de déterminer cinématiquement la "masse manquante" de l'ensemble des autres particules de l'état final.

Pour des énergies incidentes de l'ordre du GeV et de faibles moments de transfert le spectre obtenu est dominé par un pic à la masse de l'isobare N^* (1238) [36].

A plus haute énergie (3 - 4 GeV) des maxima apparaissent à des masses qu'il est naturel d'associer aux isobares N^* (1515) et N^* (1688). De plus, aux faibles moments de transfert, on note la présence d'un autre maximum à une énergie de l'ordre de 1 400 MeV. Pour un moment de transfert croissant ce maximum se déplace et vient se confondre avec la masse de l'isobare N^* (1515) pour des moments de transfert élevés. On peut interpréter ce phénomène par la superposition de deux effets : la production de l'isobare N^* (1515) et une forte interaction de l'état pion-nucléon correspondant à une masse totale de 1 400 MeV.

L'expérience de Cocconi et al [14] a été poursuivie récemment à haute énergie (19,3 GeV/c) [37]. Un maximum très marqué apparaît à 1 400 MeV dont l'amplitude décroit quand le moment de transfert augmente. Les isobares N^* (1238), N^* (1515) et N^* (1688) ne sont pas produits et l'hypothèse que le maximum à 1 400 MeV aurait pû être un reflet cinématique découlant de l'ouverture de la voie pp⟶ N^* (1238) N^* (1238) est ainsi infirmée [38]. L'explication de la production par échange d'un pion :



fournie par Ferrari [39] rattache la production de N^* (1238) à la diffusion pion-nucléon responsable du vertex B. Le même processus d'échange pourrait peut-être rendre compte du maximum à 1 400 MeV en partant du déphasage pion-nucléon correspondant. Mais dans l'application de ce modèle, on se heurte à de grandes difficultés dans l'évaluation du facteur de forme du nucléon pour l'émission d'un pion et dans l'extrapolation des amplitudes de diffusion à des valeurs non physiques de la masse du pion (pion virtuel).

b) Production multiple pions-nucléon.

Des mesures de chambre à bulles ont permis d'étudier les réactions suivantes :

$\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$

$\longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^\circ p$

$\longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$ à T_π lab = 1,9 GeV [40]

$\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$

$\longrightarrow \pi^\circ p + 3\pi$

$\longrightarrow 2\pi^- + 2\pi^+ + n$ à T_π lab = 2 GeV [41]

$\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ à T_π lab = 2,6 GeV [42]

Dans les spectres de masse d'un système pion-nucléon ayant une composante dans l'état de spin isobarique T = 1/2 ($\pi^- p$, $\pi^\circ p$, $\pi^+ n$) on constate en général la présence des isobares $N^*(1515)$ et $N^*(1688)$ en plus de celle de l'isobare $N^*(1238)$. De plus, un maximum apparaît à 1 400 MeV qu'on ne voit pas dans les spectres de masse relatifs au système $\pi^+ p$.

Le fait que le maximum à 1 400 MeV apparaisse dans des expériences où l'état final et l'énergie totale incidente sont différents semble indiquer que cet effet n'est pas dû à un reflet cinématique.

Un accident à 1425 MeV apparaît également dans le spectre de masse pion-nucléon dans l'état final de la réaction $k^- p \longrightarrow \pi k N$ lorsque la contribution de la résonance mésonique $k^*(888)$ est enlevée [43]. Cependant, dans cette expérience, le maximum observé est à la limite de l'espace de phase, ce qui jette un doute sur sa signification physique.

3 - LES ANALYSES EN DEPHASAGES

Nous ferons un rappel succint des principes de l'analyse en déphasage, puis, avant d'aborder les résultats de l'analyse proprement dite, nous déduirons les faits principaux de la diffusion pion-nucléon entre 300 et 700 MeV par une discussion qualitative des sections efficaces différentielles et des polarisations.

a) Le problème de l'analyse en déphasages.

Du fait de la portée limitée de l'interaction, seules sont représentées dans la diffusion pion-nucléon les ondes partielles telles que $l < \frac{\beta_\pi^*}{\sqrt{1-\beta_\pi^{*2}}}$ où $\beta_\pi^* c$ est la vitesse du pion incident dans le système du centre de masse.

Jusqu'à des énergies cinétiques du pion dans le laboratoire de 800 ou 900 MeV, on peut espérer décrire la diffusion pion-nucléon à l'aide des seules ondes S, P, D, F. Compte tenu de ce qu'à chaque l on peut associer deux valeurs de J (sauf pour $l = 0$ où J = 1/2) et deux valeurs de T, on peut donc décrire les interactions pion-nucléon en-dessous de 900 MeV par 14 déphasages et 14 paramètres d'inélasticité, soit au total 28 paramètres réels.

Peut-on à partir des résultats expérimentaux déterminer ces 28 paramètres de façon unique ?

L'ambiguité de signe étant définitivement levée à basse énergie en étudiant le signe de l'interférence entre diffusion nucléaire et diffusion coulombienne, et l'ambiguité de Minami étant levée par les mesures de polarisation, la solution du problème de l'analyse en déphasages exige en principe 28 données expérimentales.

Chaque section efficace différentielle ($\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p$, $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p$ et $\pi^- p \longrightarrow \pi^\circ n$) fournit 7 données qui peuvent être par exemple les coefficients de la décomposition de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en polynômes de Legendre.

Les sections efficaces totales $\pi^\pm p$ constituent chacune une donnée. Les parties réelles des amplitudes de diffusion vers l'avant obtenues par les relations de dispersion fournissent en principe deux informations supplémentaires, cependant elles sont en général entachées d'incertitudes relativement grandes.

Si on ajoute à ces données les sections efficaces inélastiques, le nombre d'inconnues est encore excédentaire.

La connaissance de la polarisation est donc nécessaire et dans la situation idéale où l'on aurait la polarisation à tous les angles en π^+ et en π^-, on disposerait de 39 relations indépendantes.

En fait, la polarisation ne peut être toujours mesurée dans tout l'intervalle angulaire $-1 \leqslant \cos \theta^*_\pi \leqslant +1$. La mesure de la polarisation par la technique de la chambre à étincelles ne fournit pratiquement que trois données utilisables au lieu des six attendues. D'autre part, entre 350 et 500 MeV, la distribution angulaire de l'échange de charge n'a pas été mesurée.

Cependant, comme on le verra, en-dessous de 700 MeV, presque toute l'absorption se porte sur un nombre limité d'ondes :

$$S_1 \ , \ P_{11} \quad \text{et} \quad D_{13} \qquad \text{pour} \qquad T = 1/2$$

$$S_3 \ , \ P_{31} \quad \text{et} \quad D_{35} \qquad \text{pour} \qquad T = 3/2$$

Cela correspond pratiquement à une réduction du nombre de paramètres et fait que l'analyse est possible.

La méthode pratique de résolution consiste à minimiser l'expression

$$M = \sum_x \frac{(X_{exp} - X_{th})^2}{\sigma_x^2}$$

où X_{exp} est la valeur mesurée d'une donnée

σ_x^2 l'erreur quadratique moyenne sur cette donnée

X_{th} est l'expression théorique de cette donnée en fonction des δ et des ρ.

La recherche des minima de M se fait à l'aide d'un ordinateur, en faisant décrire à un lot de 28 paramètres pris au hasard, une ligne de plus grande pente de l'hypersurface $M(\delta, \rho)$ jusqu'à atteindre un minimum de M [46].

Du fait des incertitudes expérimentales, il y a en général plusieurs solutions statistiquement plausibles. Une certaine continuité imposée dans les variations des déphasages avec l'énergie permet généralement d'éliminer la plupart des solutions parasites.

b) Rappel des résultats à basse énergie.

Jusqu'à 200 MeV environ l'analyse est facilitée par le fait que les ondes D sont peu importantes et sont généralement négligées. D'autre part, le seuil de création d'un pion se situe vers 170 MeV et jusqu'à 300 MeV, les sections efficaces inélastiques sont faibles ; l'analyse comprend donc 6 paramètres si on se limite aux ondes P et 10 paramètres si on inclue les ondes D.

Résumons les faits bien acquis en-dessous de 300 MeV :

Sans revenir sur l'onde P_{33} bien connue, S_1 et S_3 ont, jusqu'à 200 MeV, le comportement linéaire prévu. Les longueurs de diffusion sont respectivement [44] :

$$a_1 = 0,171 \pm 0,015$$

$$a_3 = -0,088 \pm 0,004$$

Les résultats concernant les autres ondes (P_{11}, P_{13} et P_{31}) contiennent encore certaines ambiguités. Un travail en cours de publication à l'université de Yale [45] reprend l'analyse de tous les résultats expérimentaux à basse énergie.

A 310 MeV, l'existence de nombreux résultats expérimentaux a permis une analyse [46], [47] qui ne laisse le choix qu'entre deux familles de déphasages se distinguant par le signe des ondes D_{33} et D_{35}. L'inclusion des ondes F amenait d'importantes variations sur les autres déphasages. A la crainte de ne pouvoir prolonger les analyses en déphasage à haute énergie, Kane et Sperman apportaient un premier élément de réponse en évaluant les ondes F d'après les relations de dispersion [48].

c) Analyse qualitative des résultats expérimentaux entre 300 et 700 MeV.

Rappelons que les résultats relatifs aux sections efficaces totales élastique et inélastique ont été décrits dans le paragraphe 1.

Les figures 21, 22 et 23 montrent respectivement les coefficients du développement en polynômes de Legendre (tableau 14) des distributions angulaires relatives aux états de spin isobarique 3/2 et 1/2 et au terme d'interférence entre les états T = 3/2 et T = 1/2, Re $M_3^* M_1$ (annexe A). Pour ne pas surcharger les figures, nous avons représenté pour chaque coefficient les courbes moyennes, des barres d'erreurs donnant une idée de l'incertitude de leur détermination. Les coefficients concernant les diffusions élastiques ont été empruntés à la compilation de Auvil et Lovélace [49]. En ce qui concerne l'échange de charge, nous avons utilisé les résultats de Berkeley [32] et ceux de la Collaboration Mit-Brown-Brandeis-Harvard-Padova [33] renormalisés sur la section efficace totale neutre de Saclay [30]. Ces deux résultats sont en accord substantiel. Entre 390 et 530 MeV, il n'y a pas de résultats expérimentaux et les courbes ont été interpolées.

Tableau 14

Coefficients du développement de $\frac{1}{\lambda^2}\frac{d\sigma}{d\Omega}$

en $\cos^l\theta$ (α_l) et en $P_l(\cos\theta)$ (a_l)

	α_0	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
SS	1						1					
SP_1		2						2				
SP_3		4						4				
SD_3	-2		6						4			
SD_5	-3		9						6			
SF_5		-9		15						6		
SF_7		-12		20						8		
P_1P_1	1		6				1					
P_1P_3	-2		6						4			
P_1D_3		4						4				
P_1D_5		-9		15						6		
P_1F_5	-3		9						6			
P_1F_7	3		-30		35						8	
P_3P_3	1		3				2		2			
P_3D_3		-10		18				4/5		36/5		
P_3D_5				12				36/5		24/5		
P_3F_5			-36		45				12/7		72/7	
P_3F_7	-3		-6		25				72/7		40/7	
D_3D_3	1		3				2		2			
D_3D_5	3		-36		45				12/7		72/7	
D_3F_5				12				36/5		24/5		
D_3F_7		21		-110		105				8/3		40/3
D_5D_5	9/4		-9/2		45/4		3		24/7		18/7	
D_5F_5		45/2		-117		225/2		18/35		16/5		100/7
D_5F_7		9		-30		45		72/7		8		40/7

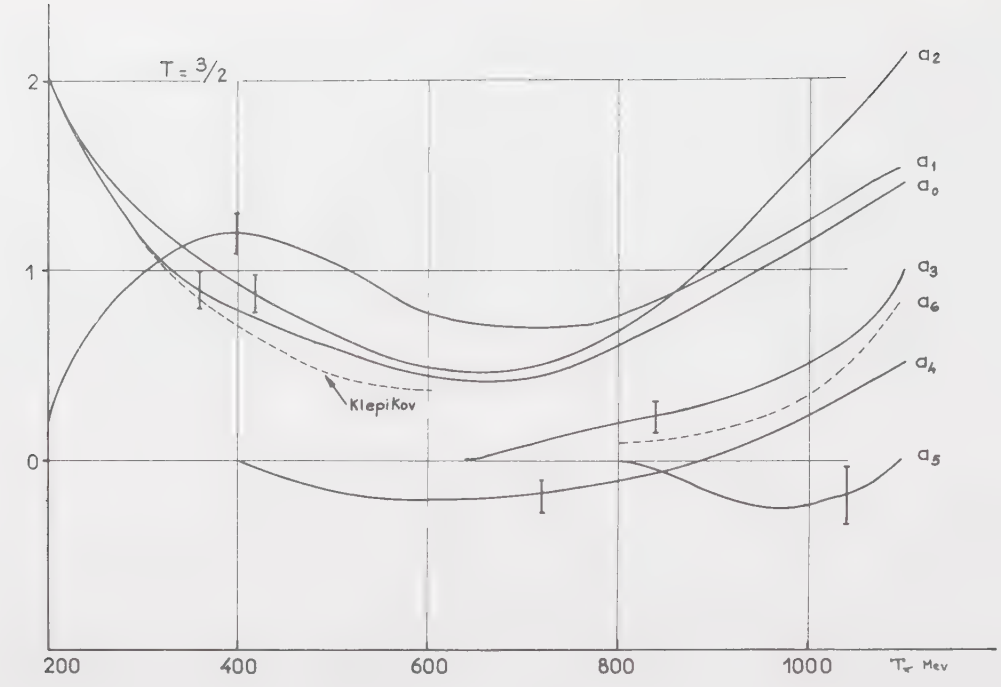


Figure 21 - Coefficients de $\frac{1}{\lambda^2}\frac{d\sigma}{d\Omega}$
T = 3/2.

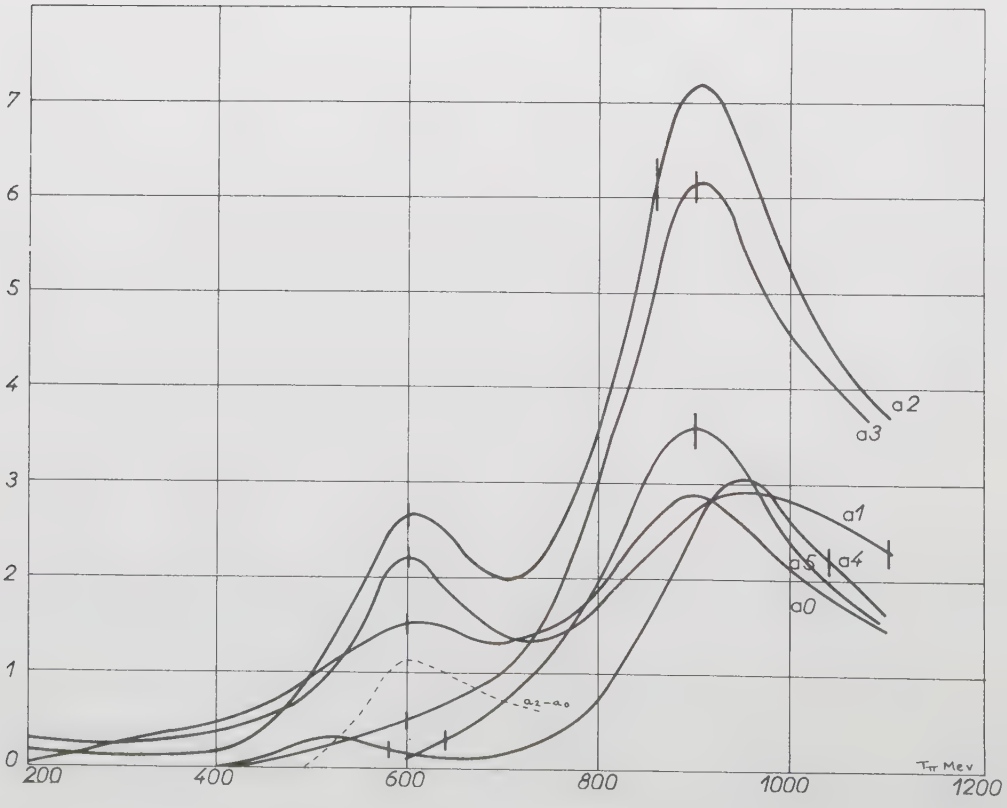


Figure 22 - Coefficients de $\frac{1}{\lambda^2}\frac{d\sigma}{d\Omega}$.
T = 1/2.

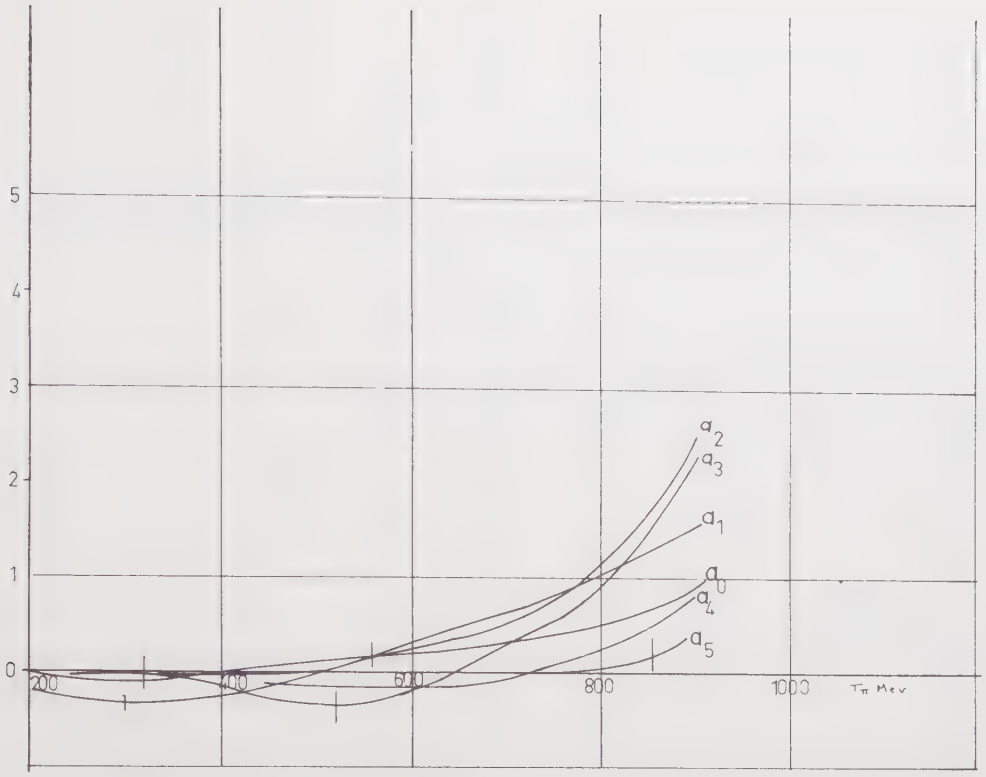


Figure 23 - Coefficients de Re $M_1^* M_3$.

Tableau 15

Coefficients du développement de $\frac{1}{\lambda^2 \sin\theta} P \frac{d\sigma}{d\Omega}$

en $\cos^l\theta$ (β_l) et en P_l $(\cos\theta)$ (b_l)

	β_0	β_1	β_2	β_3	b_0	b_1	b_2	b_3
SP_1	2				2			
SP_3	-2				-2			
SD_3		6				6		
SD_5		-6				-6		
$P_1 P_3$		-6				-6		
$P_1 D_3$	2				2			
$P_1 D_5$	3		-15		-2		-10	
$P_3 D_3$	-2		18		4		12	
$P_3 D_5$	-3		-3		-4		-2	
$D_3 D_5$		15		-45/2		-15/2		-9

Les figures 24 et 25 montrent les coefficients du développement de $\frac{1}{\sin\theta} P \frac{d\sigma}{d\Omega}$ (tableau 15) de $(\pi^+ p)$ et $(\pi^- p)$. Il apparaît que nos résultats à 410 MeV et 490 MeV permettent d'obtenir les trois premiers coefficients avec une bonne précision.

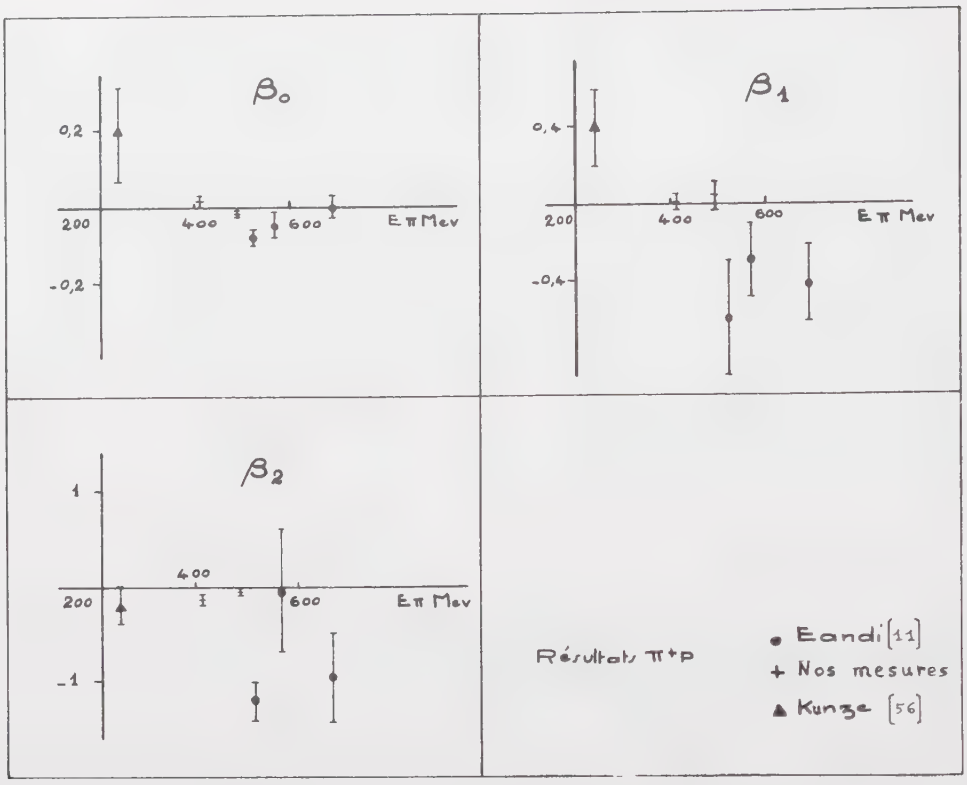


Figure 24 - Coefficients du développement de $P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2 \sin\theta \Sigma \beta_l \cos^l\theta$.

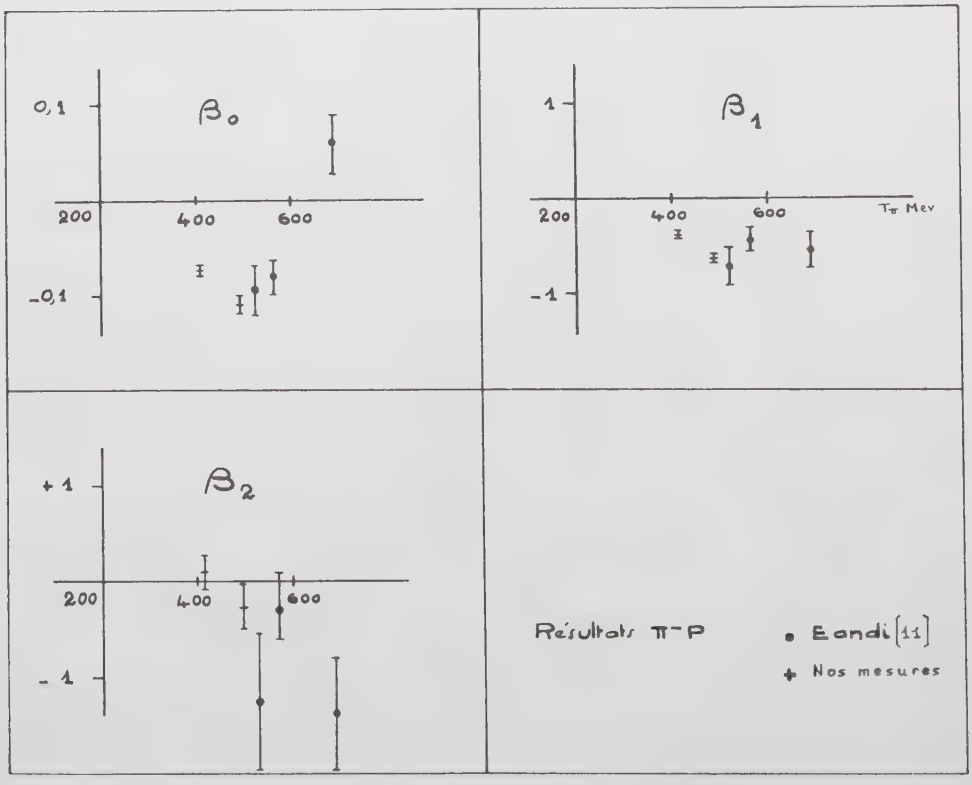


Figure 25 - Coefficients du développement de $P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2 \sin\theta \Sigma \beta_l \cos^l\theta$.

L'examen des coefficients de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et $\frac{1}{\sin\theta} P\frac{d\sigma}{d\Omega}$ permet déjà de faire les remarques suivantes :

- pour l'état T = 3/2, a_0 et a_2 sont dominés par le terme $2|P_{33}|^2$ et le fait que a_2 est supérieur à a_0 indique que P_{31} est négatif. Le comportement de a_1 est caractéristique de l'interférence d'une onde résonnante (P_{33}) avec une onde variant faiblement, qui ne peut être que S_3 (tableau 14). En effet le terme d'interférence entre des ondes non absorbées est proportionnel à $\sin\delta \sin\delta' \cos(\delta - \delta')$, si δ résonne et si δ' est petit le facteur $\cos(\delta - \delta')$ s'annule près de la résonance, puis l'interférence est du signe opposé à δ' et tend de nouveau vers 0 quand δ approche de 180°. Le fait que a_1 soit positif après la résonance à 200 MeV implique donc que s_3 est négatif.

- pour l'état T = 1/2, a_0 a_1 et a_2 passent par un maximum à 600 MeV. En effet a_0 et a_2 contiennent le carré de l'amplitude de l'onde résonnante D_{13}. Les termes importants de a_1 sont les interférences Re D^*_{13} P_{11} et Re D^*_{13} P_{13} (tableau 14). Toutefois le terme Re D^*_{13} P_{13} ne peut être grand car le coefficient a_3 qui le contient est faible au voisinage de 600 MeV. La contribution principale à a_1 doit donc être l'interférence entre les ondes D_{13} et P_{11}. Le fait que a_1 passe par un maximum à l'énergie de la seconde résonance indique alors que P_{11} doit être très absorbée vers 600 MeV. En effet l'interférence $P_{11} - D_{13}$:

$$\text{Re } D^*_{13} P_{11} = \frac{\rho_{D_{13}} \sin 2 d_{13}}{2} \times \frac{\rho_{P_{11}} \sin 2p_{11}}{2} + \frac{1 - \rho_{D_{13}} \cos 2 d_{13}}{2} \times \frac{1 - \rho_{P_{11}} \cos 2 p_{11}}{2}$$

se réduit pratiquement, si $\rho_{P_{11}}$ est petit à $\frac{1 - \rho_{D_{13}} \cos 2 d_{13}}{4}$ proportionnel à la section efficace totale résonnante. P_{11} doit donc contribuer fortement à la section efficace inélastique J = 1/2 mise en évidence dans le paragraphe 1.

Le terme $a_2 - a_0$ qui contient essentiellement l'interférence entre D_{13} et S_1 passe par un maximum à 600 MeV. Par analogie avec le cas de a_1, on peut interpréter ce comportement en supposant que S_1 est fortement absorbée.

Enfin les variations de a_4 reflètent l'interférence entre les ondes D_{13} et D_{15} et impliquent un déphasage d_{15} faiblement positif.

- deux indications en faveur de la parité (-) de la seconde résonance sont fournies d'une part par la valeur fortement négative de coefficient β_2 de la polarisation en (π^-p) (si P_{13} était responsable de la résonance, β_2 ne contiendrait pas de terme important) et par le comportement du coefficient a_3 du terme d'interférence Re M^*_3 M_1 qui suggère une interférence de P_{33} avec une onde D_{13} résonnante.

d) Discussion des analyses en déphasages.

L'analyse en déphasages pion-nucléon était il y a deux ans dans la même situation que l'analyse nucléon-nucléon en 1959 : à aucune énergie les résultats expérimentaux n'étaient suffisamment complets et plusieurs solutions étaient obtenues. Les prédictions de la théorie fondée sur l'approximation de l'échange d'un pion concernant les ondes de moment orbital élevé et la notion de continuité entre les séries de déphasages en fonction de l'énergie ont permis d'obtenir pour l'interaction nucléon-nucléon une solution quasi unique en-dessous de 400 MeV.

De même, dans l'analyse pion-nucléon, on a cherché à introduire des informations supplémentaires fournies par la théorie, soit en paramétrisant les variations des déphasages en fonction de l'énergie comme Roper et al [50] et Bransden et al [51], soit en incluant des ondes F déduites des relations de dispersion comme Auvil et al [52].

Ces analyses fournissent plusieurs solutions dont les différences essentielles portent sur P_{31}, et les ondes fortement absorbées de l'état T = 1/2 : S_1, P_{11} et D_{13}.

Cependant, nos mesures de polarisation à 410 et 490 MeV (figures 26 et 27) ont permis d'effectuer à ces deux énergies une analyse en déphasage [53], [54] libre de toute hypothèse théorique. Une prolongation de ces analyses à plus haute énergie est en cours [55].

Les analyses en déphasages à 410 et 490 MeV fournissent deux solutions (A et B) qui se distinguent essentiellement par les valeurs des déphasages s_1 et p_{11}.

Dans la solution A, s_1 vaut 24° à 410 MeV et 27° à 490 MeV, et p_{11} atteint 39° à 410 et 67° à 490 MeV.

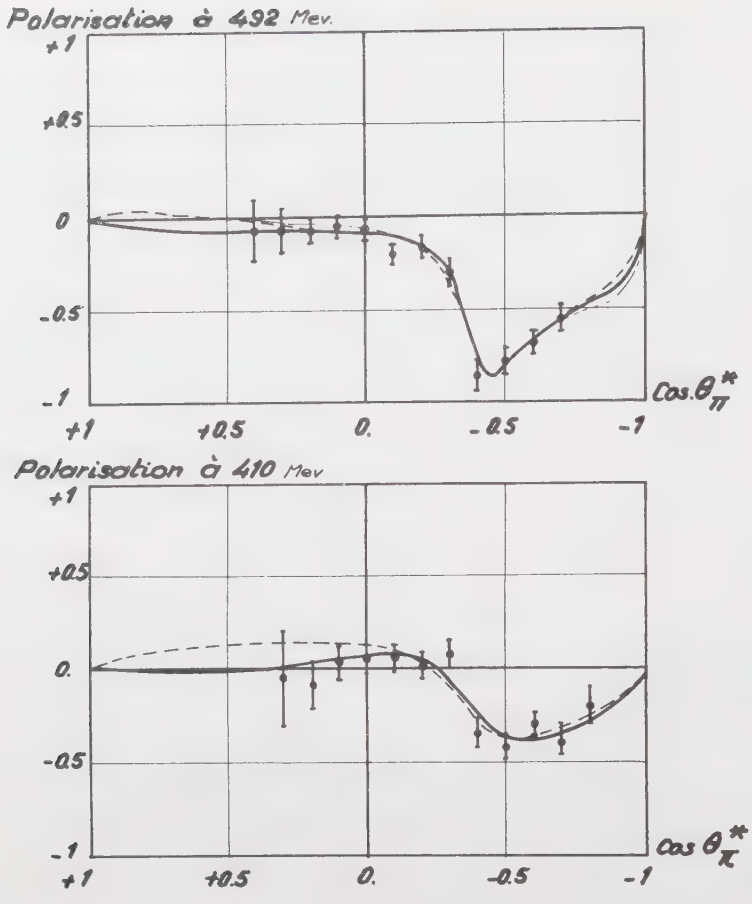


Figure 26 - Polarisation $\pi^+ p$.

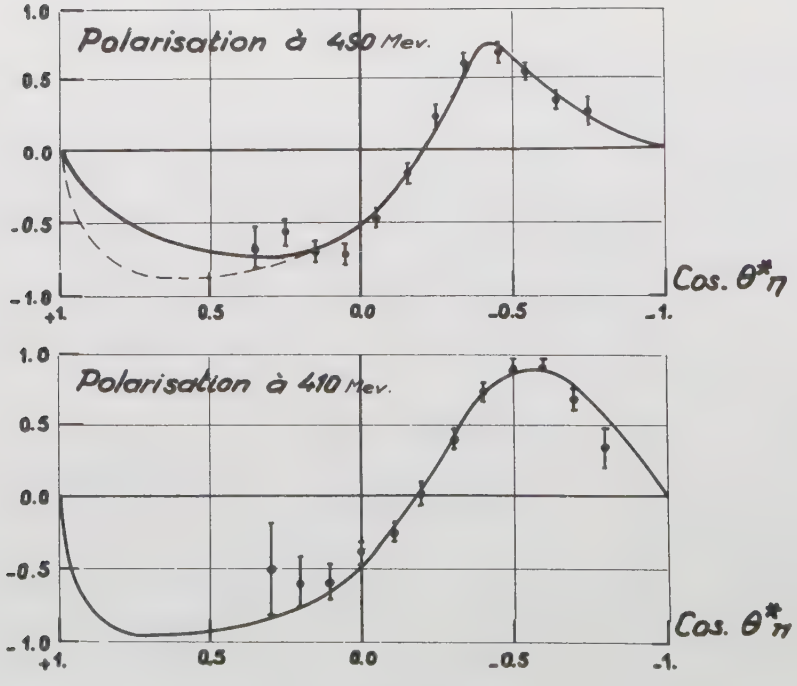


Figure 27 - Polarisation $\pi^- p$.

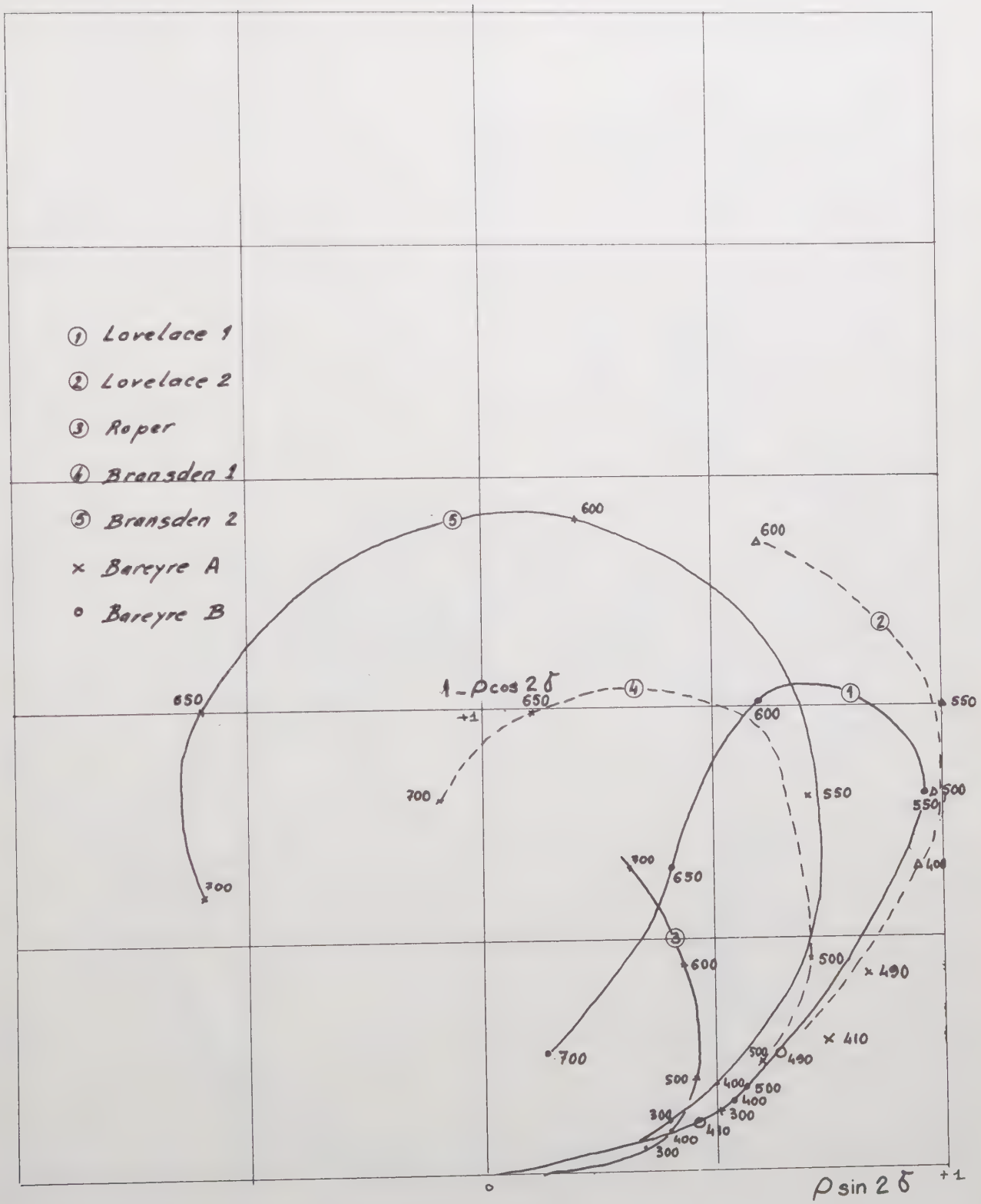


Figure 28 - Graphes de S_1.

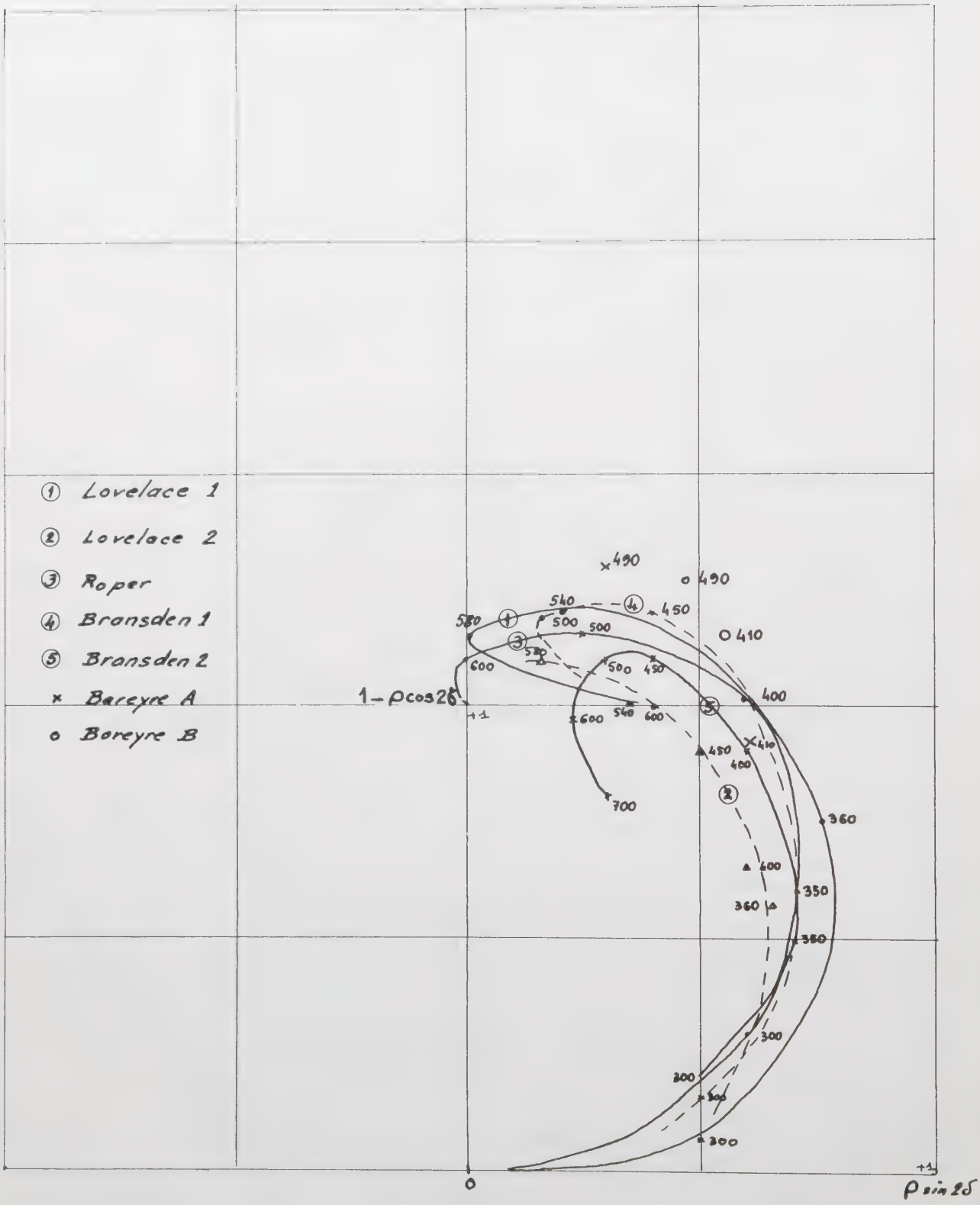


Figure 29 - Graphes de P_{11}.

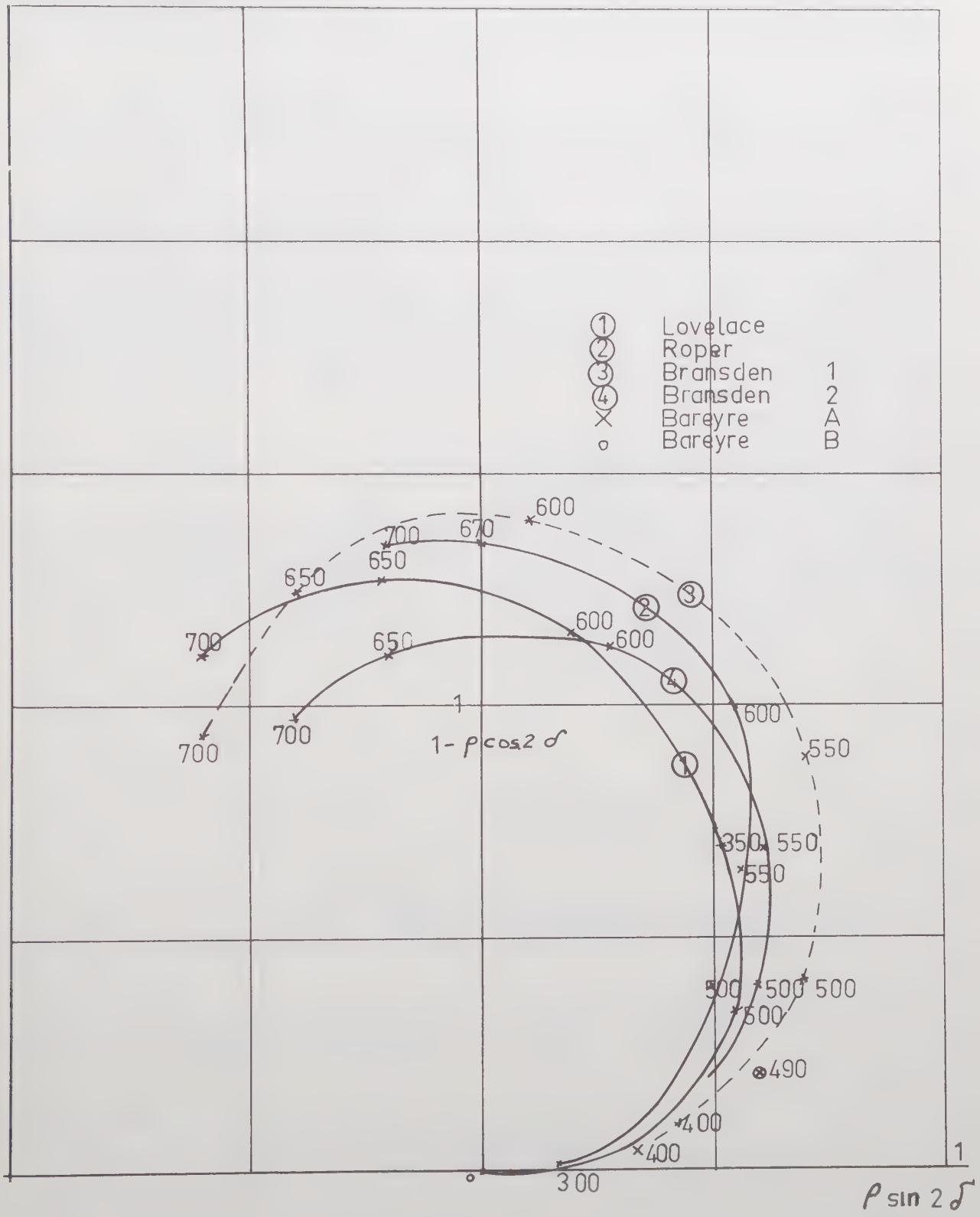


Figure 30 - Graphes de D_{13} .

Dans la solution B, s_1 passe de 13° à 410 MeV à 20° à 490 MeV tandis que p_{11} vaut 52° à 410 MeV et 60° à 490 MeV.

Dans les deux cas, le paramètre d'inélasticité de P_{11} est de l'ordre de 0,5 et celui de S_1 est voisin de 1.

Quand aux autres ondes partielles elles sont voisines dans les deux solutions A et B : à 410 MeV s_3 vaut environ 27°, p_{31} est de l'ordre de −10°, p_{33} passe par 148°, p_{13} est légèrement négatif et d_{13} vaut 6°. Les autres ondes sont peu importantes. A 490 MeV, ces déphasages ont peu varié, sauf p_{33} et d_{13} qui atteignent respectivement 157° et 18°.

Le comportement résonnant de P_{11} dans la solution A est qualitativement en accord avec les solutions de Roper et la solution II de Lovelace. Les valeurs de P_{11} obtenues dans la solution B sont à rapprocher de la solution I de Lovelace et des solutions de Bransden ou le déphasage p_{11} passe par un maximum entre 500 et 600 MeV.

Sur les figures 28, 29 et 30 nous comparons les graphes dans le plan complexe des amplitudes de diffusion S_1, P_{11} et D_{13} obtenues dans les différentes analyses. On y reconnaît que malgré les divergences entre les δ et les ρ, les diverses solutions pour D_{13} ne sont pas irreconciliables : D_{13} dans tous les cas présente l'apparence d'une résonance. Pour P_{11} la dispersion des résultats ne permet pas de conclure. Quant à S_1, il a dans les deux solutions de Bransden un comportement résonnant, alors que la solution de Lovelace est marquée par une discontinuité du paramètre d'inélasticité à 550 MeV.

Pour conclure, un effort reste à faire pour discerner la bonne solution, en mesurant par exemple la polarisation du neutron de recul de l'échange de charge ou les expressions $|g|^2 - |h|^2$ et $\mathrm{Re}\, g^* h$ à l'aide d'une cible de protons polarisés.

Il est intéressant de comparer les résultats des analyses en déphasages aux prédictions théoriques établies par Hamilton et al [3], [4] basées sur les relations de dispersion pour les amplitudes $f_{J,l,T}$. Les singularités introduites dans la matrice S par les pôles et les coupures intervenant dans les voies $\pi N \longrightarrow \pi N$ directe et croisée et $\pi\pi \longrightarrow N\bar{N}$ sont rappelées sur la figure 31. Les résultats obtenus pour les ondes P, D, F sont valables jusqu'à 700 MeV environ. Pour

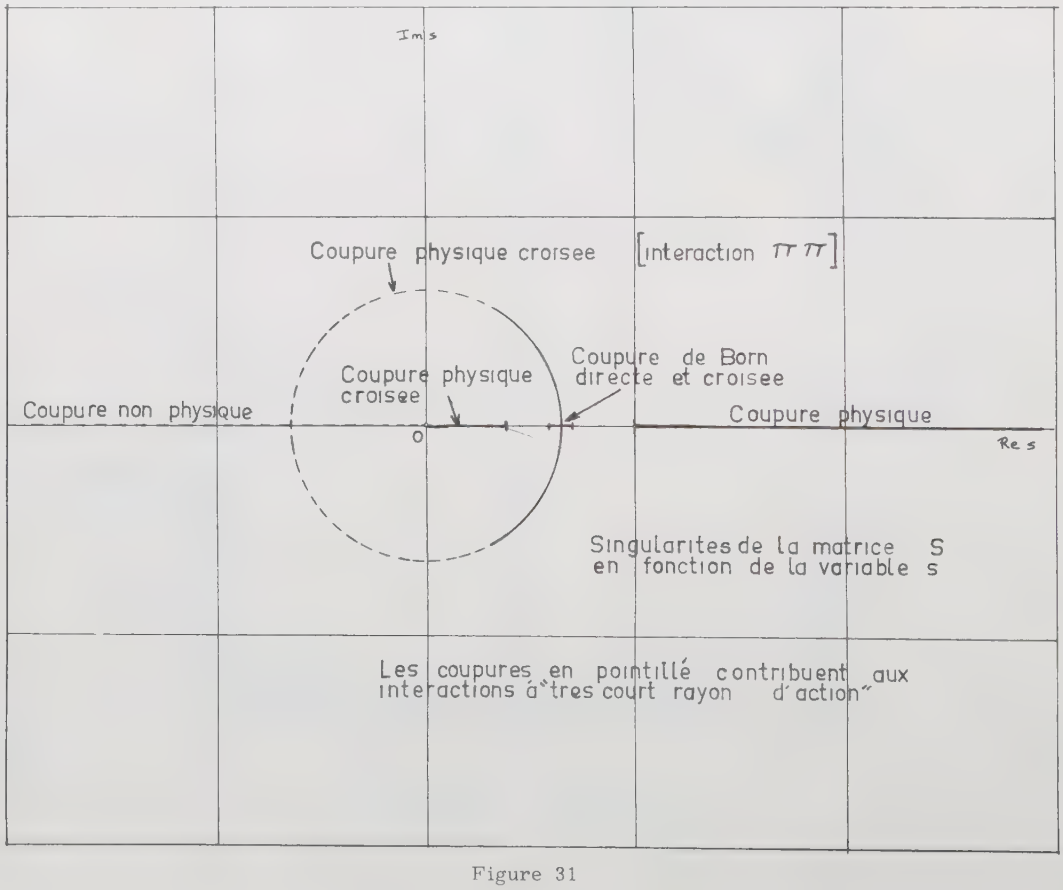


Figure 31

les ondes S la contribution des singularités éloignées de la région physique est importante et aucune prédiction ne peut être faite. Hamilton trouve des interactions fortement attractives respectivement du terme de Born croisé et de l'échange du ρ dans deux cas :

- en T = 3/2 pour l impair et $J = l + 1/2$,
- en T = 1/2 pour $J = l - 1/2$.

Il est remarquable que les résonances pion-nucléon actuellement identifiées rentrent toutes dans ces deux catégories :

P_{33} (1238 MeV) et F_{37} (1920 MeV) pour la première,

D_{13} (1515 MeV) et F_{15} (1688 MeV) pour la seconde.

Il est tentant de rattacher les maxima des sections efficaces pion-nucléon à plus haute énergie (2190 et 2360 MeV [57]) à ces deux familles : N_1^* (2190) pourrait ainsi être attrivuée à G_{17} et N_3^* (2360) à $H_{3,11}$. On obtiendrait ainsi dans le plan l (s) trois trajectoires de Regge correspondant la première à l'échange attractif du nucléon, les deux autres à l'échange attractif du ρ pour les deux parités possibles du système pion-nucléon [58] (figure 32).

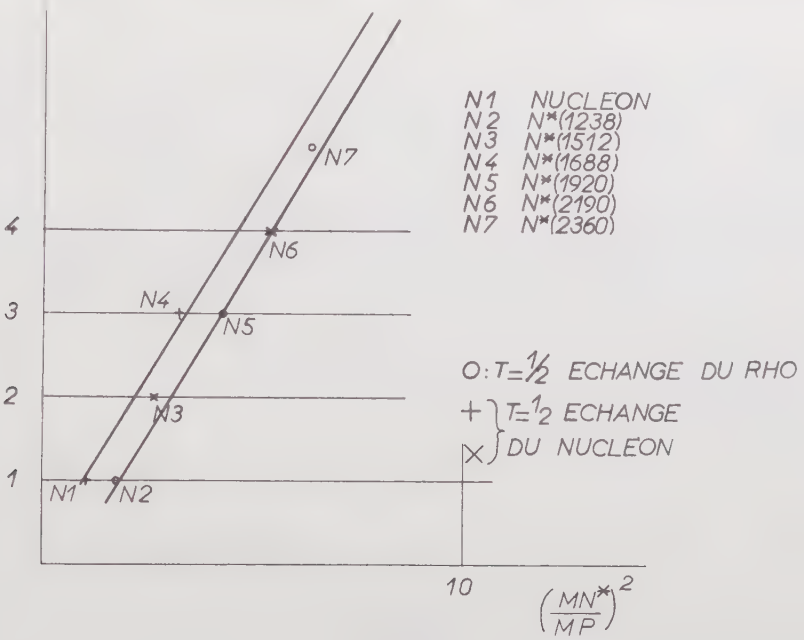


Figure 32

En ce qui concerne p_{11}, la contribution attractive de l'échange du ρ est annihilée par la contribution fortement répulsive du terme direct de Born et une résonance ne peut être prédite par la théorie

En tout état de cause, autour de 600 MeV les principales ondes partielles sont caractérisées par leur forte inélasticité et il semble donc que leur interprétation nécessite une bonne connaissance des interactions inélastiques qui font l'objet du prochain paragraphe.

4 - LES REACTIONS INELASTIQUES

Les informations concernant les réactions inélastiques sont encore fragmentaires :

a) les sections efficaces des diverses voies inélastiques avec création d'un pion ont été mesurées en de nombreux points en-dessous du GeV. Leurs caractéristiques principales sont :

- $\sigma_{inél.}(\pi^- p)$ est sensiblement plus grand que $\sigma_{inél.}(\pi^+ p)$ en-dessous de 700 MeV (figures 16 et 17),
- en-dessous de 500 MeV, la voie dominante est $\pi^- p \longrightarrow \pi^-\pi^+ n$, $\sigma(\pi^-\pi^\circ p)$ est faible

et le rapport de branchement $\frac{\sigma(\pi^- \pi^+ n)}{\sigma(\pi^\circ \pi^\circ n)}$ est de l'ordre de 3 ± 1, l'incertitude venant de la mauvaise connaissance de la voie neutre,

- la section efficace inélastique $\pi^- p$ présente un maximum à 600 MeV.

Ces faits ont permis de conjecturer l'existence à basse énergie d'une forte interaction pion-pion dans l'état $T = J = 0$ [59]. Une telle interaction ne devrait pas se manifester dans les voies :

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^+ n$$

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^\circ p$$

$$\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^\circ p$$

où les deux pions sont dans un état $T = 2$ ou $T = 1$. D'autre part, la valeur expérimentale du rapport de branchement $\frac{\sigma(\pi^- \pi^+ n)}{\sigma(\pi^\circ \pi^\circ n)}$ est en accord avec la valeur 2 prédite pour une interaction $(\pi\pi)$ $J = T = 0$.

L'interaction pion-pion dans l'état $J = T = 0$ pourrait être fortement connectée à la forte intéraction trouvée vers l'énergie totale 1 400 MeV dans l'état P_{11} de la diffusion pion-nucléon (cf. paragraphes 1 et 3). Une étude de l'interaction $\pi^- p \longrightarrow (\pi^- \pi^+) n$ en supposant le système des deux pions dans l'état $J = T = 0$ et le moment cinétique total égal à 1/2, montre cependant que l'interaction $(\pi - \pi)$ ne permet pas à elle seule d'interpréter P_{11} [60].

b) Les mesures de Kirz et al [59] et d'autres auteurs [25], [27], [61] montrent une accumulation dans la moitié supérieure des spectres $(\pi^+\pi^-)$ de la réaction $\pi^- p \longrightarrow \pi^-\pi^+ n$. Pour $T_\pi < 450$ MeV, la distribution angulaire des deux pions est sensiblement isotrope. Au-delà de cette énergie la production de $N^*(1\,238)$ est importante. Le taux de production de l'isobare ne présente pas de structure aux énergies des seconde et troisième résonances [62].

c) L'analyse de Jacob et al [63] montre que les résultats de l'expérience de Abashian et al [64] sur la réaction $p + d \longrightarrow {}^3He + 2\pi$ peuvent s'interpréter à l'aide d'une forte interaction $\pi\pi$ à basse énergie dans l'état $J = T = 0$.

d) Une expérience de production $\pi^- p \longrightarrow \pi^- \pi^+ n$ à 285 MeV, où les événements sélectionnés excluent la formation de l'isobare $N^*(1\,238)$ et correspondant à deux pions émis vers l'avant, montre une accumulation de masses $\pi^+\pi^-$ aux alentours de 350 MeV [65].

e) La voie $\pi^- p \longrightarrow \eta^\circ n$ s'ouvre à 550 MeV [66]. La section efficace totale $\pi^- p \longrightarrow \eta^\circ n \longrightarrow \gamma\gamma n$ et la distribution angulaire de cette réaction ont été mesurées en-dessous de 1,5 GeV [67].

Jusqu'à 1 GeV la distribution angulaire est uniforme et indique que la réaction se fait dans un état $J = 1/2$. A 600 MeV, la section efficace totale $\pi^- p \longrightarrow \eta^\circ n$ ($\simeq 2{,}5$ mb) calculée en utilisant les rapports de branchement des voies de désintégration du η° données par Puppi [68], est comparable à la section efficace inélastique de l'onde partielle S_1 déduite des analyses en déphasages (3 à 4 mb).

En résumé, les réactions inélastiques semblent indiquer :

1/ une forte interaction $(\pi\pi)$ $J = T = 0$ qui doit être rapprochée de l'état pion nucléon P_{11} fortement absorbé ;

2/ une importante production de l'isobare $N^*(1\,238)$ au-delà de $T_\pi = 500$ MeV. Il ne paraît pas y avoir de rapport exclusif entre la production de l'isobare et le maximum à 600 MeV de la section efficace totale $\pi^- p$;

3/ une forte connection entre la production du η° et l'inélasticité de l'onde S_1.

De nombreux auteurs ont tenté d'expliquer le maximum à 600 MeV, le mécanisme de la production et le comportement des différentes ondes partielles [69], [70], [71], [72]. Cependant aucun modèle n'est entièrement satisfaisant.

CONCLUSION

Nos mesures de section efficace totale ont permis de confirmer l'existence d'une forte interaction pion-nucléon dans l'état $T = 1/2$ à une énergie totale de 1 400 MeV environ. Les nombres quantiques $J = 1/2$, $l = 1$ de l'onde partielle responsable de cette interaction ont été précisés par les analyses en déphasages, et en particulier par l'analyse à 410 et 490 MeV incluant nos mesures de polarisation. La mesure de la polarisation du neutron de l'échange de charge ou des paramètres de rotation de la diffusion élastique pourrait permettre de lever les ambiguités subsistant dans l'analyse en déphasages, en particulier sur le comportement de l'onde P_{11}.

L'inélasticité importante de l'onde P_{11} peut être connectée à l'existence d'une forte interaction pion-pion dans l'état $J = T = 0$ à basse énergie. De récents progrès dans la compréhension des mécanismes à trois particules [73] permettront peut être d'expliquer complètement les réactions inélastiques $\pi N \longrightarrow \pi\pi N$ à partir de l'interaction pion-pion et des isobares pion-nucléon.

ANNEXE A

RAPPEL DU FORMALISME DE LA DIFFUSION PION-NUCLÉON [74]

1 - DEVELOPPEMENT EN ONDES PARTIELLES

L'amplitude de diffusion a pour expression :

$$M = g(\theta) + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})\, h(\theta)$$

L'amplitude de diffusion sans renversement de spin $g(\theta)$ et l'amplitude de diffusion avec renversement de spin $h(\theta)$ s'expriment en fonction des paramètres complexes $f_{J,l,T}$ qui caractérisent la diffusion dans l'état de nombres quantiques J, l, T :

$$g(\theta) = \lambda\!\!\!^{-} \sum_{l=0}^{\infty} \{(l+1)\, f_{l+1/2,l,T} + l\, f_{l-1/2,l,T}\}\, P_l\ (\cos\theta)$$

$$h(\theta) = \lambda\!\!\!^{-} \sum_{l=1}^{\infty} \{f_{l-1/2,l,T} - f_{l+1/2,l,T}\}\, \frac{d}{d\theta}\ P_l\ (\cos\theta)$$

$\lambda\!\!\!^{-}$ est la largeur d'onde associée du pion dans le système du centre de masse.

L'unitarité de la matrice S entraîne que

$$|2i\, f_{J,l,T} + 1| \leqslant 1$$

On a :

$$f_{J,l,T} = \frac{\rho_{J,l,T}\ e^{2i\delta_{J,l,T}} - 1}{2i}$$

où $\delta_{J,l,T}$ est le déphasage relatif à l'état J, l, T.

et $\rho_{J,l,T}$ le paramètre d'inélasticité, est un nombre réel, positif et inférieur ou égal à 1.

2 - SECTIONS EFFICACES ET POLARISATION

La section efficace différentielle élastique $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |g|^2 + |h|^2$ peut être développée en puissances de cos θ ou en polynomes de Legendre P_l (cos θ) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{i} \alpha_i \cos^i\theta = \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{n} a_n P_n\ (\cos\theta)$$

Les α_i et les a_n s'expriment en fonction des quantités Re $f_{J,l,T}\, f^*_{J',l',T'}$:

$$\alpha_i = \sum_{J,l,J',l'} c^i_{J,l,J',l'}\ \mathrm{Re}\ f_{J,l,T}\, f^*_{J',l',T}$$

$$a_n = \sum_{J,l,J',l'} d^n_{J,l,J',l'}\ \mathrm{Re}\ f_{J,l,T}\, f^*_{J',l',T}$$

Les premiers coefficients $c^{i}_{J,l,J',l'}$ et $d^{n}_{J,l,J',l'}$ sont donnés dans le tableau 14.

Les sections efficaces totale élastique, totale inélastique et totale s'expriment en fonction des δ et des ρ par :

$$\sigma^{(T)}_{el} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{J,l} (J + 1/2)\ (1 + \rho^{2}_{J,l,T} - 2\rho_{J,l,T} \cos 2\,\delta_{J,l,T})$$

$$\sigma^{(T)}_{inel} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{J,l} (J + 1/2)\ (1 - \rho^{2}_{J,l,T})$$

$$\sigma^{(T)}_{tot} = \sigma^{(T)}_{el} + \sigma^{(T)}_{inel} = 2\pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{J,l} (J + 1/2)\ (1 - \rho_{J,l,T} \cos 2\,\delta_{J,l,T})$$

On vérifie que σ_{tot} s'exprime en fonction de l'amplitude de diffusion vers l'avant :

$$\sigma_{tot} = 4\ \pi \lambda\!\!\!^{-2}\ \mathrm{Im}\ g(0) \qquad \text{(Théorème optique)}$$

Après diffusion du pion sur une cible non polarisée, le nucléon de recul est polarisé perpendiculairement au plan de diffusion :

$$P_{\vec{n}}(\theta) = \frac{-2\ \mathrm{Im}\ g^{*}\ h}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}$$

$P \frac{d\sigma}{d\Omega}$ se développe en $\cos^{i}\theta$ ou en $P_n(\cos\theta)$:

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda\!\!\!^{-2} \sin\theta \sum_{i} \beta_i \cos^{i}\theta = \lambda\!\!\!^{-2} \sin\theta \sum_{n} b_n P_n(\cos\theta)$$

On a :

$$\beta_i = \sum_{J,l,J',l'} e^{i}_{J,l,J',l'}\ \mathrm{Im}\ f^{*}_{J,l,T}\ f_{J',l',T}$$

$$b_n = \sum_{J,l,J',l'} g^{n}_{J,l,J',l'}\ \mathrm{Im}\ f^{*}_{J,l,T}\ f_{J',l',T}$$

Les premiers coefficients $e^{i}_{J,l,J',l'}$ et $g^{n}_{J,l,J',l'}$ sont portés dans le tableau 15.

3 - DIFFUSION $\pi^{\pm}p$

$$< \pi^{+}p \mid M \mid \pi^{+}p > = M_3$$

$$< \pi^{-}p \mid M \mid \pi^{-}p > = 1/3\ M_3 + 2/3\ M_1$$

$$< \pi^{\circ}n \mid M \mid \pi^{-}p > = \sqrt{2}/3\ (M_1 - M_3)$$

d'où

$$\sigma^{+} = |M_3|^2$$

$$\sigma^{-} = 1/9\ |M_3|^2 + 4/9\ |M_1|^2 + 4/9\ \mathrm{Re}\ M_3^{*}\ M_1$$

$$\sigma^{\circ} = 2/9\ |M_3|^2 + 2/9\ |M_1|^2 - 4/9\ \mathrm{Re}\ M_3^{*}\ M_1$$

et :

$$\sigma_{3/2} = |M_3|^2 = \sigma^{+}$$

$$\sigma_{1/2} = |M_1|^2 = 3/2 \quad (\sigma^{-} + \sigma^{\circ} - \sigma^{+}/3)$$

Il est intéressant pour étudier les interférences entre les états de spins isobariques différents de considérer l'expression :

$$\mathrm{Re}\ M_3^*\ M_1 = 3/4\ \{\sigma^- - 2\,\sigma^\circ + \sigma^+/3\}$$

Cette quantité est débarassée des termes d'interférence entre ondes partielles de même spin isobarique. Elle est symétrique en T et (J, l) et par exemple un des termes est de la forme :

$$\mathrm{Re}\,(f^*_{J,l,1/2}\ f_{J',l',3/2} + f_{J',l',1/2}\ f^*_{J,l,3/2})$$

ANNEXE B

CONTROLES DE CONTAMINATION

1 - TAUX D'INTERACTION DES ELECTRONS ET DES MUONS

Nous avons mesuré α_p et α_ν pour la composante leptonique du faisceau, à 310 MeV, en nous réglant à une pression de 40 kg/cm² d'éthylène dans le Čérenkov, sur le plateau des muons.

Nous avons trouvé :

- pour les particules négatives $\alpha_{p-\nu} = 0.7\ \% \pm 0.3\ \%$,
- pour les particules positives $\alpha_{p-\nu} = 1.5\ \% \pm 0.3\ \%$.

Ces valeurs sont en bon accord avec l'hypothèse de l'attribution de la montée des plateaux des électrons et des muons aux électrons δ des pions :

Pour les particules positives, à 40 kg, les électrons δ des π représentent 27 % du comptage. Pour les particules négatives, la proportion équivalente est de 21 %. Le taux d'interaction apparent de ces électrons δ dans l'hydrogène est celui des pions qui les ont engendrés :

$$\alpha_{p-\nu} \simeq 3\ \% \quad \text{pour les} \quad \pi^-$$

$$\alpha_{p-\nu} \simeq 6\ \% \quad \text{pour les} \quad \pi^+$$

Les électrons et les muons n'ayant pas d'interaction dans l'hydrogène, on s'attend à trouver pour les particules détectées à une pression de 40 kg/cm² :

$\alpha_{p-\nu} = 0.21 \times 3\ \% \simeq 0,6\ \%$ pour les particules négatives

$\alpha_{p-\nu} = 0.27 \times 6\ \% \simeq 1,6\ \%$ pour les particules positives.

Ces chiffres sont en bon accord avec les valeurs observées.

2 - MESURE DE LA CONTAMINATION EN ELECTRONS A L'AIDE D'UNE CHAMBRE A ETINCELLES

Sur la trajectoire des particules négatives de 410 MeV nous avons interposé un écran de plomb de 1,5 cm d'épaisseur. Les particules émergeant de cet écran ont été photographiées dans une chambre à étincelles multiplaques. L'analyse de ces 570 photographies montre que la proportion de gerbes électroniques parmi les particules détectées par la chambre est de (10 ± 3) %, l'incertitude provenant de la difficulté de bien identifier une gerbe.

L'épaisseur de l'écran représente environ 3 longueurs de radiation. La probabilité des électrons du faisceau d'engendrer une gerbe est donc pratiquement égale à 1 : le taux de gerbes détectées représente donc la contamination du faisceau.

ANNEXE C

ÉMISSION D'ÉLECTRONS DELTA PAR LES PIONS

Le spectre d'énergie des électrons δ des pions est donné par la formule de Bhabha [16]:

$$\varphi(W, W')dW'dx = \frac{2C\, m_e c^2}{\beta_\pi^2} \frac{dW'}{W'^2} \left(1 - \beta_\pi^2 \frac{W'}{W'_{max}}\right) dx$$

où

$m_e c^2$ est l'énergie de masse de l'électron

W' son énergie cinétique

W'_{max} son énergie cinétique maximum après le choc pion-électron

$\beta_\pi c$ est la vitesse du π

dx est l'épaisseur de matière traversée (en g/cm^2)

C est une constante dépendant de la matière traversée.

Pour le Čérenkov utilisé, on trouve :

$$\varphi(W,W')dW'\ dx = \frac{0,75\ 10^{-2}}{W'^2} \left(1 - \frac{W'}{W'_{max}}\right) f(p)dW'\ dx$$

(on a pris $\beta_\pi = 1$)

$$f(p) = \frac{\text{densité de l'éthylène à la pression p}}{\text{densité de l'éthylène à la pression atmosphérique}}$$

Le nombre de photons de fréquence comprise entre ν et ν + dν, émis par unité de longueur de la trajectoire d'un électron de vitesse βc a pour expression :

$$N(\nu)d\nu = 4\pi^2 \frac{e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\nu$$

n, indice de l'éthylène et β étant voisins de 1, on peut écrire :

$$N(\nu)\, d\nu \# 30,6\ 10^{-13}\ (n + \beta - 2)d\nu$$

On introduit la sensibilité σ(ν) et les fréquences de coupures ν_1 et ν_2 de la photocathode du photomultiplicateur, le parcours l de l'électron dans le Čérenkov et un coefficient K < 1 de transmission de la lumière. Le nombre moyen de photoélectrons produits par la photocathode est :

$$\eta = 16,3\ (n + \beta - 2)lK$$

Si on fait alors les hypothèses suivantes :

1/ la loi d'émission des photoélectrons est une loi poissonnienne de paramètre η ;

2/ une particule est détectée si 5 photoélectrons au moins sont arrachés à la photocathode du photomultiplicateur,

l'efficacité de détection d'un électron est :

$$f = 1 - e^{-\eta} \sum_{i=0}^{5} \frac{\eta^i}{i!}$$

Il reste à déterminer le parcours 1 de l'électron dans l'éthylène. W et W' étant fixés, l'angle d'émission de l'électron par rapport au π est connu et on calcule le parcours l de l'électron en supposant que le choc $\pi - e$ a une probabilité égale d'arriver sur toute la longueur du Čérenkov. On connaît maintenant en fonction de l'énergie W' de l'électron :

- la densité d'émission $\varphi \, dW'dx$
- l'efficacité de détection f(W').

On en déduit le nombre total d'électrons comptés par le Čérenkov :

$$Ne = dx \int_{W'seuil}^{W'max} \varphi \, f dW'$$

W'seuil correspond à $\frac{1}{\beta n} = 1$ (donc à f = 0),

W'max est l'énergie cinétique maximum de l'électron après un choc $\pi - e$ (l'électron initial étant au repos).

ANNEXE D

CONTAMINATION EN μ POUR UN FAISCEAU DE π RECTILIGNE ET FILIFORME

Considérons le cas simple d'un faisceau filiforme de pions monocinétiques. Interposant sur ce faisceau un compteur circulaire C de rayon h, nous allons calculer la proportion de muons qui le traversent :

soient

$\beta_\pi c$ la vitesse du pion et $\gamma_\pi = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_\pi^2}}$

$\beta_\mu c$ la vitesse du muon de désintégration dans le système du pion et $\gamma_\mu = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_\mu^2}}$

φ , P, E l'angle, l'impulsion et l'énergie totale du muon dans le système du laboratoire,

$\bar{\varphi}$, $\bar{P}$, $\bar{E}$ les quantités correspondantes dans le système du pion.

La relation entre φ et $\bar{\varphi}$ est :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \bar{\varphi}}{\gamma_\pi \left(\cos \bar{\varphi} + \frac{\beta_\pi}{\beta_\mu} \right)}$$

Considérons les π qui se désintègrent à la distance x du compteur C. Les μ correspondants qui atteindront C sont ceux pour lesquels $\operatorname{tg} \varphi < \frac{h}{x} = \operatorname{tg} \varphi_o$

soient $\bar{\varphi}_1$ et $\bar{\varphi}_2$ les racines de

$$\frac{h}{x} = \frac{\sin \bar{\varphi}}{\gamma_\pi \left(\cos \bar{\varphi} + \frac{\beta_\pi}{\beta_\mu} \right)} \qquad (1)$$

L'émission des muons dans le système du pion étant isotrope, la probabilité qu'un muon émis à la distance x de C atteigne ce compteur est

$$\frac{2\pi(1 - \cos \bar{\varphi}_1) + 2\pi(1 + \cos \bar{\varphi}_2)}{4\pi} = 1 + \frac{\cos \bar{\varphi}_2 - \cos \bar{\varphi}_1}{2}$$

Résolvant l'équation (1), on trouve :

$$\cos \bar{\varphi}_2 - \cos \bar{\varphi}_1 = -2 \frac{\left\{ 1 - \frac{\alpha^2 h^2}{x^2} \right\}^{1/2}}{1 + \gamma_\pi^2 \frac{h^2}{x^2}}$$

Où l'on a posé

$$\alpha^2 = \gamma_\pi^2 \frac{\beta_\pi^2 - \beta_\mu^2}{\beta_\mu^2}$$

La durée de vie du π au repos étant t_o, la probabilité d'un π de se désintégrer dans l'élément dx est :

$$\frac{dx}{\gamma_\pi \beta_\pi c t_o}$$

En supposant l'origine du faisceau éloignée de C, on trouve :

$$\frac{\mu}{\pi} \# \frac{1}{\gamma_\pi \beta_\pi c t_o} \int_0^\infty \left\{ 1 - \frac{\left(1 - \alpha^2 \frac{h^2}{x^2} \right)^{1/2}}{1 + \gamma_\pi^2 \frac{h^2}{x^2}} \right\} dx = \frac{h}{\beta_\mu c t_o} \frac{\pi}{2}$$

ANNEXE E

RÉSONANCE DANS UN SYSTÈME MULTICANAUX [75]

Quand plusieurs canaux sont ouverts pour un système à deux particules, le pôle correspondant à la résonance apparaît dans tous les canaux. Nous allons rappeler le cas de deux canaux :

$$\begin{array}{l} A + B \longrightarrow A + B \\ \qquad\quad \searrow\!\!\nearrow \\ C + D \longrightarrow C + D \end{array}$$

décrits par la matrice S :

$$\begin{array}{c} \qquad (A+B) \qquad (C+D) \\ S = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{array}{l} (A+B) \\ (C+D) \end{array} \end{array}$$

La matrice S jouit de deux propriétés fondamentales :

1/ elle est unitaire : $SS^{+} = 1$,

2/ elle est symétrique si l'on postule l'invariance par renversement du sens du temps.

La propriété 2/ entraîne que b = c. Alors on a d'après 1/ :

$$S = \begin{pmatrix} \rho\, e^{2i\delta_1} & \sqrt{1-\rho^2}\, e^{i(\delta_1+\delta_2)} \\ \sqrt{1-\rho^2}\, e^{i(\delta_1+\delta_2)} & \rho\, e^{2i\delta_2} \end{pmatrix}$$

où δ_1, δ_2 et ρ sont des nombres réels.

δ_1 et δ_2 sont respectivement les déphasages des diffusions élastiques $A + B \longrightarrow A + B$ et $C + D \longrightarrow C + D$, ρ est le paramètre d'inélasticité commun à ces deux réactions.

Il existe un opérateur unitaire réel u qui diagonalise la matrice S :

$$S' = u\, S\, u^{+} = \begin{pmatrix} e^{2i\delta_1'} & 0 \\ 0 & e^{2i\delta_2'} \end{pmatrix}$$

Les états propres de S' sont des combinaisons linéaires des états de diffusion (A + B) et (C + D) : si on écrit u sous la forme

$$u = \begin{pmatrix} \cos\omega & -\sin\omega \\ \sin\omega & \cos\omega \end{pmatrix}$$

ces états propres sont

$$(A + B)\cos\omega + (C + D)\sin\omega \qquad \text{(I)}$$

$$-(A + B)\sin\omega + (C + D)\cos\omega \qquad \text{(II)}$$

Supposons qu'il y ait une résonance dans le canal (I) :

alors $\delta_1' = \delta_o + \delta$ où δ_o représente le fond non résonnant de δ_1' et

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Gamma}{E_r - E}$$

(Γ largeur de la résonance, E_r énergie de cette résonance).

$$e^{2i\delta_1'} = e^{2i\delta_o} (\cos 2\delta + i \sin 2\delta) = e^{2i\delta_o} \left(\frac{E_r - E + i\Gamma}{E_r - E - i\Gamma}\right).$$

En faisant maintenant la transformation (u) inverse :

$$S = u^+ S' u$$

On exprime les éléments de S en fonction de ceux de S'

$$\rho e^{2i\delta_1} = \cos^2 \omega \frac{E_r - E + i\Gamma}{E_r - E - i\Gamma} e^{2i\delta_o} + \sin^2 \omega \, e^{2i\delta_2'}$$

$$\rho e^{2i\delta_2} = \sin^2 \omega \frac{E_r - E + i\Gamma}{E_r - E - i\Gamma} e^{2i\delta_o} + \cos^2 \omega \, e^{2i\delta_2'}$$

$$\sqrt{1 - \rho^2} \, e^{i(\delta_1 + \delta_2)} = \sin \omega \cos \omega \left(e^{2i\delta_2'} - \frac{E_r - E + i\Gamma}{E_r - E - i\Gamma}\right) e^{2i\delta_o}$$

Considérons le graphe de $(1 - \rho e^{2i\delta_1})$ en fonction de l'énergie, dans le plan complexe. Si $\delta_2' = 0$, ce graphe est un cercle centré en y = 1, de rayon $\cos^2 \omega$, l'énergie résonnante E_r étant décalée de l'angle $2\delta_o$ par rapport au sommet du cercle. Si δ_2' n'est pas nul mais varie peu avec l'énergie, le cercle n'est plus centré autour de y = 1 mais autour du point $A = 1 + \sin^2 \omega \, e^{2i\delta_2'}$.

On obtient alors le graphe caractéristique de la figure 33. On voit que, pour une résonance du type élastique, le graphe coupe l'axe y et δ passe par 90°. Par contre si la résonance est fortement inélastique, δ peut passer par un maximum inférieur à 90°. Le passage par 90° de la partie réelle du déphasage n'est donc pas une condition nécessaire pour l'existence d'une résonance. Ce n'est pas non plus une condition suffisante [76].

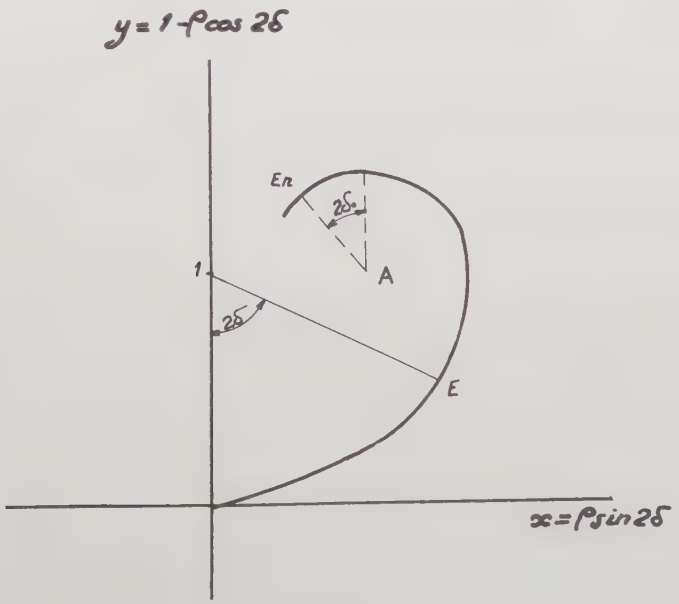


Figure 33

RÉFÉRENCES

[1] D. AMATI, S. FUBINI - Ann. Rev. Nuclear Sci. 1962, page 359.

[2] J. HAMILTON - "Strong interactions and high energy physics", 1964, p. 281.

[3] A. DONNACHIE, J. HAMILTON - Phys. Rev. *138* B 678 (1965).

[4] A. DONNACHIE, J. HAMILTON, A.T. LEA - Phys. Rev. *135* B 515 (1964).

[5] P. BAREYRE, C. BRICMAN, M.J. LONGO, G. VALLADAS, G. VILLET, G. BIZARD, J. DUCHON, J.M. FONTAINE, J.P. PATRY, J. SEGUINOT, J. YONNET - Phys. Rev. Letters *14* 201 (1965).

[6] P. BAREYRE, C. BRICMAN, M.J. LONGO, G. VALLADAS, G. VILLET, G. BIZARD, J. DUCHON, J.M. FONTAINE, J.P. PATRY, J. SEGUINOT, J. YONNET - Phys. Rev. Letters *14* 878 (1965).

[7] P. BAREYRE - Thèse (à paraître en 1965).

[8] J. SEGUINOT - Thèse (à paraître en 1965).

[9] T.J. DEVLIN, B.J. MOYER, V. PEREZ-MENDEZ - Phys. Rev. *125* 690 (1962).

[10] J.C. BRISSON, J.F. DETOEUF, P. FALK-VAIRANT, L. VAN ROSSUM, G. VALLADAS - Nuovo Cimento *19* 210 (1961).

[11] R.D. EANDI, T.J. DEVLIN, R.W. KENNEY, P.G. Mc MANIGAL, B.J. MOYER - Phys. Rev. *136* B 536 (1964).

[12] J.H. FOOTE, O. CHAMBERLAIN, E. ROGERS, H. STEINER - Phys. Rev. *122* 959 (1961).

[13] H.R. RUGGE, O.T. VIK - Phys. Rev. *129* 2 300 (1963).

[14] G. COCCONI, E. LILLETHUN, J.P. SCANLON, C.C. TING, J. WALTERS, A.M. WETHERELL - C.R. de la Conférence de Sienne 1963, Vol. I, p. 609

[15] J. SAYAG - J. Phys. Rad. (Physique appliquée) *23* 169 (1962).

[16] B. ROSSI - High Energy Particles (Prentice-New York 1952) p. 16.

[17] A. TRAN HA - Communication privée.

[18] J. FRONTEAU - Communication privée.

[19] O. GUISAN - Thèse 3° Cycle, Paris 1964.

[20] J.A. HELLAND, T.L. DEVLIN, D.E. HAGGE, M.J. LONGO, B.J. MOYER, C.D. WOOD - Phys. Rev. Letters *10* 27 (1963).

[21] P.M. OGDEN, D.E. HAGGE, J.A. HELLAND, M. BANNER, J.F. DETOEUF, J. TEIGER - Phys. Rev, *137* B1115 (1965).

[22] J.P. MERLO - Rapport interne, Saclay, LPCHE 64-5.

[23] B. THEVENET - Rapport CEA 2 306 (1962).

[24] M. OLSSON - Thèse, Université du Maryland, rapport technique n° 379.

[25] J. OLIVER - Thèse, Université du Maryland, (1965).

[26] B. PONTECORVO et al. - C.R. de la Conférence de Kiev 1959, p. 83.

[27] C.N. VITTITOE, B.R. RILLEY, W.J. FICKINGER, V.P. KENNEY, J.G. MOWAT, W.D. SHEPHARD - Phys. Rev. *135*, B232 (1965).

[28] T. LERAY, A. BERTHON, M. CROZON, J.L. NARJOUX - C.R. de la Conférence de Sienne, 1963, Vol. I, p. 102.

[29] L.M. STERNHEIMER - Rev. Sci. Instr. *25* 1070 (1954).

[30] J.C. BRISSON, P. FALK-VAIRANT, J.P. MERLO, P. SONDEREGGER, R. TURLAY, G. VALLADAS - C.R. de la Conférence d'Aix en Provence 1961, Vol. I, p. 45.

[31] R.J. KURZ - UCRL 10564 (1962).

[32] C.B. CHIU et al. - C.R. de la Conférence de DUBNA 1964 (à paraître).

[33] Collaboration HARVARD-M.I.T.-BROWN-BRANDEIS-PADOUE - Phys. Rev. Letters *13*, 558 (1964).

[34] N.P. KLEPIKOV, V.A. MESHCHERYAKOV, S.N. SOKOLOV - Rapport de Dubna D-584 (1960).

[35] M. GELL-MANN, K.M. WATSON - Ann. Rev. Nuclear Instr. 1954, p. 219.

[36] G.B. CHADWICK, G.B. COLLINS, P.J. DUKE, T. FUJII, N.C. HIEN, F. TURKOT - Phys. Rev. *128*, 1823 (1962).

[37] G. BELLETTINI, G. COCCONI, A.N. DIDDENS, E. LILLETHUN, J.P. SCANLON, A.M. WETHERELL - International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Hambourg, Juin 1965.

[38] C.M. ANKENBRANDT, A.R. CLYDE, G. CORK, D. KEEFE, L.T. KERTH, W.M. LAYSON, W.A. WENZEL - Nuovo Cimento *35*, 1052 (1965).

[39] E. FERRARI, F. SELLERI - Nuovo Cimento *27*, 1450 (1963).

[40] D.D. CARMONY, F. GRARD, R.T. VAN DE WALLE, NGUYEN HUU XUONG, 1962 - International Conference on High Energy physics at CERN p. 44.

[41] P.H. SATTERBLOM, W.D. WALKER, A.R. ERWIN - Phys. Rev. *134*, B207 (1964).

[42] Collaboration SACLAY-ORSAY-BARI-BOLOGNE - Nuovo Cimento *35*, 1 (1965).

[43] S.T. ADELMAN - Phys. Rev. Letters *18*, 555 (1964).

[44] G. PUPPI - C.R. de la Conférence du CERN, 1958.

[45] F. LIN - A paraître en 1965 dans Phys. Rev.

[46] J.H. FOOTE - UCRL 9191.

[47] O.T. VIK - UCRL 10253.

[48] G.L. KANE, T.D. SPEARMAN - Phys. Rev. Letters *11*, 45 (1963).

[49] P. AUVIL, C. LOVELACE - Nuovo Cimento *33*, 473 (1964).

[50] L.D. ROPER, R.M. WRIGHT, B.T. FELD - Phys. Rev. *138*, B190 (1965).

[51] B.H. BRANSDEN, P.J. O'DONNELL, R.G. MOORHOUSE - Phys. Letters *11*, 339 (1964).

[52] P. AUVIL, A. DONNACHIE, A.T. LEA, C. LOVELACE - Phys. Letters *12*, 76 (1964).

[53] P. BAREYRE, C. BRICMAN, J. SEGUINOT, G. VILLET - Phys. Rev. Letters *14*, 205 (1965).

[54] P. BAREYRE, C. BRICMAN, G. VILLET - Phys. Rev. Letters *14*, 881 (1965).

[55] P. BAREYRE - Communication privée.

[56] J.F. KUNZE, T.A. ROMANOWSKI, J. ASHKIN, A. BURGER - Phys. Rev. *117*, 859 (1963). O. CHAMBERLAIN, C.D. JEFFRIES, C.H. SHULTZ, G. SHAPIRO, L. VAN ROSSUM - Phys. Letters *10*, 293 (1963).

[57] A.N. DIDDENS, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, K.F. RILEY - Phys. Rev. Letters *10*, 262 (1963).

[58] J. HAMILTON - Colloque de la Royal Society - Londres, Février 1965.

[59] J. KIRZ, J. SCHWARTZ, R.D. TRIPP - Phys. Rev. *130* 2481 (1963).

[60] J.L. BASDEVANT - Diplome d'études supérieures - Paris 1963.

[61] R.A. BURNSTEIN, C.R. CHARLTON, T.B. DAY, G. QUARENI, A. QUARENI-VIGNERDELLI, G.B. YODH, I. NADELHAFT - A paraître dans Physical Review.

[62] J.P. MERLO, G. VALLADAS - A paraître dans the Proceedings of the Royal Society.

[63] M. JACOB, G. MAHOUX, R. OMNES - Nuovo Cimento *23*, 838 (1962).

[64] A. ABASHIAN, N.E. BOOTH, K.M. CROWE - Phys. Rev. Letters *5*, 258 (1960).

[65] I.M. BLAIR, G. CONFORTO, C. RUBBIA, G. TORELLI, E. ZAVATTINI - Phys. Letters *11*, 79 (1964).

[66] E. PAULI, A. MULLER, R. BARLOUTAUD, L. CARDIN, J. MEYER, M. BENEVENTANO, G. GIALANELLA, L. PAOLUZI, R. FINZI - C.R. de la Conférence de Sienne 1963, Vol. I, p. 92.

[67] Collaboration MIT-HARVARD-BROWN-BRANSDEIS-PADOVA - Phys. Rev. Letters *13*, 486 (1964).

[68] G. PUPPI - Ann. Rev. Nuclear Sci. 1963, p. 287.

[69] V.V. ANISOVICH, L.G. DAKHNO - Phys. Letters *10*, 221 (1964).

[70] A.E. BUSSIAN, F. OPPENHEIMER - Phys. Rev. Letters *12*, 649 (1964).

[71] S. BERGIA, F. BONSIGNORI, A. STANGHELLINI - Nuovo Cimento *16*, 1073 (1960).

[72] F. SELLERI - Nuovo Cimento *37*, 278 (1965).

[73] C. LOVELACE - "Strong Interactions and high energy physics", (Oliver et Boyd, Edimbourg 1964) p. 437.

[74] W.S.C. WILLIAMS - "An introduction to elementary particles", (Academic Press, New York 1961).

[75] R.H. DALITZ - "Strange Particles and strong interactions", (Oxford University Press 1962) p. 67.

[76] R.H. DALITZ, R.G. MOORHOUSE - Phys. Letters *14*, 159 (1965).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

SU (3)

Vu et approuvé
Caen le
Le Doyen de la Faculté des Sciences
M. LOZAC'H

Vu :
Le Président de la thèse
M. SCHERER

Vu et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Université de Caen
M. MARTIN

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 355
1965